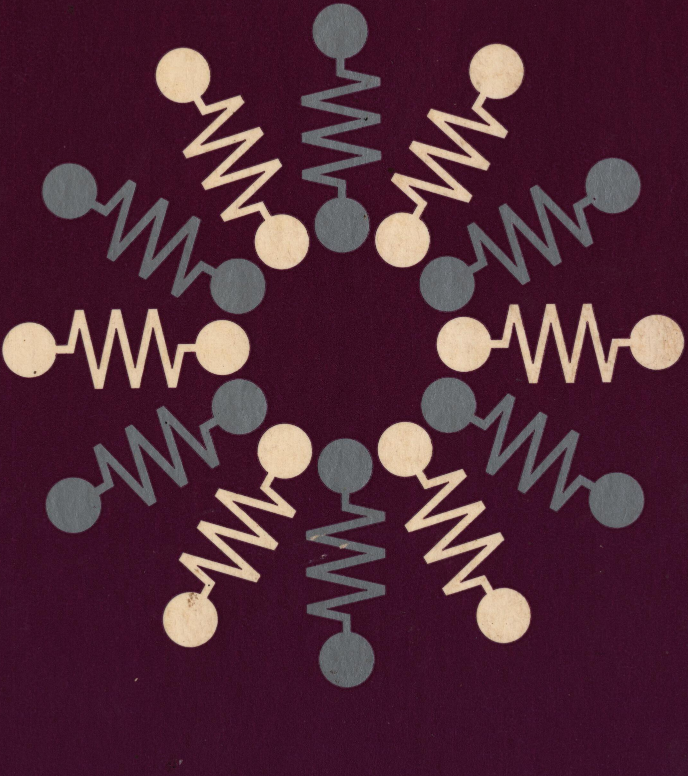
Prisma-Technica

Transistors Circuit-eigenschappen



prisma: overal verkrijgbaar

Frankeren
als drukwerk

uitgeverij
het spectrum n.v.
postbus 2073
utrecht

sma: alle facetten van lezen

PRISMA-TECHNICA
19
Searle e.a.
TRANSISTORS

~~990~~
350

PRISMA-TECHNICA

BIBLIOTHEEK VOOR MODERNE TECHNICI

REDACTIERAAD

ir. A. Assink; dr. ir. P. M. E. M. van der Grinten
ir. Th. Kwaaitaal; ir. J. Muller
prof. dr. C. F. Veenemans; prof. dr. H. de Waard
H. van Wijk

PRISMA-TECHNICA
19

CAMPBELL L. SEARLE / A. R. BOOTHROYD
E. J. ANGELO, JR. / PAUL E. GRAY
DONALD O. PEDERSON

TRANSISTORS CIRCUITEIGENSCHAPPEN

UITGEVERIJ HET SPECTRUM N.V.
UTRECHT/ANTWERPEN

Oorspronkelijke titel:
Elementary Circuit Properties of Transistors
Copyright (©) 1964 Education Development Center (formerly Educational Services Incorporated), Newton, Massachusetts, U.S.A., Exclusive Foreign Agent, John Wiley & Sons Inc., New York City, New York. No part of the material covered by this copyright may be reproduced in any form without written permission of Education Development Center.
Authorized translation from English language edition published by John Wiley & Sons, Inc., New York. Copyright (©) 1964 by Education Development Center (formerly Educational Services Incorporated). All rights reserved.
Vertaald door H. Oosthoek
Omslag: Cees van Dorland

This translation copyright © 1970 by Het Spectrum
No part of this book may be reproduced in any form, by print, photoprint, microfilm or any other means without written permission from the publisher.
Niets uit deze uitgave mag worden verveelvoudigd en/of openbaar gemaakt door middel van druk, fotocopie, microfilm of op welke andere wijze ook zonder voorafgaande schriftelijke toestemming van de uitgever.

INHOUD

1. FYSISCHE GRONDSLAGEN EN VERVANGINGSSCHEMA'S VAN TRANSISTORS

1.1 Halfgeleidercomponenten en -modellen 11
1.2. De ontwikkeling van een model 11
1.3. De rol van ladingdragers in halfgeleiders 13
1.3.1. Gaten en geleidingselektronen 13
1.3.2. Drift en diffusie 14
1.3.3. Injectie en recombinatie van overmaatdragers 15
1.4. Junctiediodes (lagendiodes) 17
1.4.1. Inleiding 17
1.4.2. De diode in de evenwichtssituatie 17
1.4.3. Verschijnselen ten gevolge van voorspanning 19
1.4.4. De interne verdeling van overmaatladingdragers 21
1.4.5. De diodekarakteristieken 24
1.4.6. Het diodegedrag onder dynamische omstandigheden 26
1.4.7. Samenvatting van het diodegedrag 27
1.5. Junctietransistors (lagentransistors) 27
1.5.1. Inleiding 27
1.5.2. Een transistormodel voor stationair gedrag (dynamisch evenwicht) 28
1.5.3. Dynamische transistormodellen 30
1.5.4. De transistor als versterker 34
1.5.5. Een transistormodel voor kleine signalen 36

2. TRANSISTORMODELLEN EN *UI*-KARAKTERISTIEKEN

2.1. Inleiding 43
2.2. Het Ebers-Moll-model 43
2.2.1. Sturing door klemspanningen (of diodestromen) 43
2.2.2. Sturing door klemstromen 45
2.2.3. Werkgebieden 45
2.2.4. Vergelijking van de karakteristieken van het Ebers-Moll-model en gemeten karakteristieken (gemeenschappelijke-basisschakeling) 46
2.2.5. Vergelijking van de gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken 49
2.2.6. Bepaling van de parameterwaarden 53
2.3. Het ideale-diodemodel 55
2.4. Voorbeelden van niet-lineaire werking 58
2.4.1. De transistor als schakelaar 58
2.4.2. De transistor als modulator 62
2.4.3. De omgekeerde aansluiting (inverse gebied) 67

2.4.4. De transistor als omkeerschakelaar 68
2.4.5. De bistabiele multivibrator 70
2.5. Temperatuurafhankelijkheid 73

3. HET HYBRIDE-π-MODEL, PARAMETERBEPALING EN EIGENSCHAPPEN
3.1. Vereenvoudigde hybride-π-schakelingen 78
3.1.1. Inleiding 78
3.1.2. De drie frequentiegebieden 78
3.1.3. Laagfrequentmodellen 80
3.1.4. Midden- en hoogfrequentmodellen 84
3.1.5. Afleiding van het vervangingsschema voor de ingangskring 87
3.1.6. Hoogfrequentmodellen 88
3.2. Bepaling van de elementwaarden in het hybride-π-model 88
3.2.1. Het probleem van de metingen voor kleine signalen 88
3.2.2. Transitorbeschrijving in termen van een tweepoortnetwerk 90
3.2.3. Betrekkingen voor de bepaling van elementwaarden in het hybride-π-model 93
3.2.4. Het verband tussen de parameters van het hybride-π-model en de gelijkstroom *UI*-karakteristieken 99
3.3. Vergelijking van hybride-π- en **y**-parameters 100
3.3.1. Vergelijking met verwaarlozing van extrinsieke capaciteiten 100
3.3.2. Vergelijking met inbegrip van de extrinsieke capaciteiten 105
3.4. De basisweerstand 110
3.5. Overzicht van de metingen 111

4. INVLOED VAN DE WERKOMSTANDIGHEDEN OP DE PARAMETERS VAN KLEIN-SIGNAALMODELLEN
4.1. Inleiding 113
4.2. Parameters van het uitgangsmodel: g_m, C_b, r_π 116
4.2.1. Inleiding 116
4.2.2. De parameters g_m en C_b 117
4.2.3. De parameter r_π 120
4.2.4. De invloed van het werkpunt op de hoogfrequentstroomversterking 121
4.3. Modelparameters welke verband houden met de eigenschappen van de ruimteladingslagen 122
4.3.1. Inleiding 122
4.3.2. De junctiecapaciteiten 123
4.3.3. De parameters die bepaald worden door de basisdiktemodulatie 126
4.3.4. De basisweerstand r_x en de overlapcapaciteit C_{sc} 128
4.4. Temperatuursinvloeden 130
4.5. De invloed van hoge en lage stroomsterkten 131

4.6. De invloed van hoge spanningen 135
4.7. Samenvatting 137

5. VOORSPANNINGSSCHAKELINGEN VAN TRANSISTORS—ANALYSE EN ONTWERP
5.1. Inleiding 139
5.2. De keuze van het werkpunt 139
5.2.1. Het 'veilige' werkgebied 139
5.2.2. Plaats en instelling van het werkpunt 140
5.2.3. De keuze van de klemvariabelen om het werkpunt in te stellen 146
5.3. Schakelingen om I_E en U_{CB} te stabiliseren 148
5.3.1. Schakelingsconfiguraties 148
5.4. Berekening van de voorspanningsstabiliteit 152
5.4.1. Het (pnp-)transistormodel 152
5.4.2. Het algemene verband van I_C met I_{CBO}, U_{BE} en α_{eF} 153
5.4.3. Ontwerpvoorbeeld voor een germanium transistor 155
5.4.4. Een voorbeeld van de voorspanningsstabiliteit van een silicium transistor 157
5.5. Andere voorspanningsschakelingen 158
5.5.1. Inleiding 158
5.5.2. Eentrapsvoorspanningsschakelingen bestaande uit weerstanden en accu's 159
5.5.3. Meertrapsvoorspanningsschakelingen 159
5.5.4. Voorspanningsstabilisatie door middel van temperatuurcompensatie 159

6. BEREKENING VAN DE FREQUENTIEKARAKTERISTIEK
6.1. Inleiding 162
6.2. Berekeningen in verband met de koppelcondensator 165
6.3. Berekeningen in verband met de emittershuntcondensator 168
6.4. Wisselwerking tussen koppel- en shuntcondensators 171
6.4.1. Bepaling van de overdrachtsfunctie 171
6.4.2. Eigenfrequenties van netwerken 173
6.4.3. De bepaling van condensatorwaarden voor $R_e/R_{2s} > 2,5$ 175
6.4.4. Een voorbeeld 176
6.4.5. Bepaling van de condensatorwaarden in het geval van een grote bronweerstand 178
6.5. Berekening van de hoogfrequentresponsie 180
6.5.1. Inleiding 180
6.5.2. Benaderende berekening van de hoogfrequentresponsie 180
6.5.3. Een nauwkeurigere berekening van de hoogfrequentresponsie 181
6.5.4. De invloed van R_s en R_L op de hoogfrequentresponsie 184

7. MODELLEN EN EIGENSCHAPPEN VAN DE GEMEENSCHAPPELIJKE-BASIS- EN GEMEENSCHAPPELIJKE-COLLECTORCONFIGURATIES
7.1. De gemeenschappelijke-basisconfiguraite 186
7.1.1. Inleiding 186
7.1.2. Interpretatie van het T-model 187
7.1.3. De stroomversterking van de gemeenschappelijke-basisschakeling 188
7.1.4. Een alternatieve vorm van het gemeenschappelijke-basismodel 189
7.1.5. Vergelijking met de gemeenschappelijke-emitteraansluiting 189
7.2. De gemeenschappelijke-collectorconfiguratie 190
7.2.1. Schakelingsmodellen 190
7.2.2. Kenmerken van de gemeenschappelijke-collectorconfiguratie 193
7.3. Samenvatting 194

8. AFGESTEMDE VERSTERKERS
8.1. Inleiding 195
8.2. De spanningsversterking van afgestemde versterkers 197
8.3. Impedantie-overdracht van afgestemde versterkers 203
8.4. Versterking, ingangsadmittantie en instabiliteit 205
8.4.1. Inleiding 205
8.4.2. De versterking 205
8.4.3. De ingangsadmittantie 207
8.4.4. Aanpassing van de versterkerbelasting om oscillatie te vermijden 209
8.4.5. Transistorstabiliteit 214
8.4.6. Een illustratief voorbeeld 215
8.5. Neutralisatie 216
8.6. Vermogensversterking van afgestemde versterkers 219
8.6.1. Ingangs- en uitgangsvermogen 219
8.6.2. De volkomen unilaterale versterker ($y_{re} = 0$) 221
8.6.3. Het geval dat Y_1 klein is (G groot) 222
8.6.4. Een illustratief voorbeeld 223
8.6.5. Het geval van de onvoorwaardelijk stabiele transistor 224
8.6.6. De maximale werkfrequentie 224

9. DE TRANSISTOR ALS SCHAKELAAR
9.1. Inleiding 226
9.2. De ladingopslagvergelijkingen – alleen het neutrale basisgebied 227
9.3. Het omschakelgedrag in het actieve gebied 230
9.3.1. Inleiding 230
9.3.2. De gevolgen van een stapvormige verandering van de basisstroom 230
9.3.3. De gevolgen van gecombineerde stapvormige veranderingen van basislading en basisstroom 233

9.4. Schakeling naar en uit het verzadigingsgebied 236
9.4.1. Inleiding 236
9.4.2. De omschakeling van het afsnij- naar het verzadigingsgebied (inschakeling) 236
9.4.3. Analyse van het gedrag in het verzadigingsgebied 238
9.4.4. Terugschakeling naar de afsnijtoestand (uitschakeling) 242
9.4.5. Meting van τ_S 244
9.5. De invloed van de ladingopslag in de ruimteladingslagen 246
9.6. De inschakel-vertragingstijd 249
9.7. De basisstuurstroom bij snelle omschakelingen 251

LIJST VAN SYMBOLEN 255

REGISTER 261

1. FYSISCHE GRONDSLAGEN EN VERVANGINGSSCHEMA'S VAN TRANSISTORS

1.1. HALFGELEIDERCOMPONENTEN EN -MODELLEN

De bedoeling van dit boek is de lezer een goed gefundeerd inzicht te geven in de werking van eentraps-transistorschakelingen, zowel ten aanzien van het ontwerp als de analyse ervan. We zullen hierbij de fundamentele aspecten behandelen van zowel versterker- als schakelcircuits. Het hele boek door zullen we daarbij steeds terugkomen op één probleem: de beste manier om de belangrijke elektrische eigenschappen van een transistor in een gegeven schakeling op de meest geschikte manier voor te stellen en te analyseren. Elke toepassing immers vereist het gebruik van een vervangingsschema (model) dat een voldoende nauwkeurig beeld moet geven van die elektrische eigenschappen van de transistor welke voor de gegeven toepassing van het grootste belang zijn.

Aangezien we met verschillende, duidelijk gescheiden werkgebieden van de transistor te maken zullen krijgen, zijn daarvoor meerdere vervangingsschema's vereist. Ofschoon dit grote aantal modellen in het begin als bezwaarlijk kan worden ondervonden, moet men bedenken dat een enkel model dat voldoende omvattend en volledig is om voor alle schakelingstoepassingen bruikbaar te zijn noodzakelijkerwijs te ingewikkeld zou worden om nog van nut te zijn voor de ontwerper.

Omdat zodoende een veelvoud van vervangingsschema's voor ons doel onmisbaar is, is het gewenst dat men enig inzicht heeft in de fundamentele aspecten die ze gemeen hebben, alsmede de onderlinge overeenkomsten en voornaamste beperkingen van elk ervan. Een dergelijk begrip kan alleen worden verkregen door een onderzoek van het interne fysische gedrag van de halfgeleiderconstructies en de invloed van deze verschijnselen op de (elektrische) klemvariabelen. Bij onze beschouwing van de modellen zullen we dan ook enige aandacht wijden aan de fysische elektronica, niet alleen om ons de richting te wijzen bij de ontwikkeling ervan, maar ook om de gemeenschappelijke ondergrond te determineren waar alle modellen uiteindelijk op gebaseerd zijn.

1.2. DE ONTWIKKELING VAN EEN MODEL

De voornaamste overwegingen waar men van uitgaat bij de ontwikkeling van een vervangingsschema (model) van een gegeven halfgeleidercomponent, en in het bijzonder van een transistor, zijn:

1. *Bepaling van het gebied waarbinnen het model moet gelden.* Is bijvoorbeeld de toepassing zodanig dat het niet-lineaire karakter van het element een belangrijke rol speelt? Of zijn de te verwachten fluctuaties in stromen en spanningen zo klein dat de betrekkin-

gen tussen deze kleine signalen als bij benadering lineair beschouwd mogen worden? Veranderen de klemstromen en -spanningen slechts langzaam of spelen snelle variaties een belangrijke rol? Hoe nauwkeurig moeten de voorspellingen van het model overeenkomen met het gedrag van het echte onderdeel?

2. *Bepaling van de configuratie van het model* (*modelopbouw*). Welk uit geïdealiseerde elektrische componenten (bijvoorbeeld weerstanden, condensators, en afhankelijke generators) opgebouwd elektrisch netwerk moeten we gebruiken om het elektrische gedrag van het onderdeel onder de gegeven omstandigheden te karakteriseren?. We moeten hierbij wel bedenken dat er geen absoluut antwoord op deze vraag bestaat. Een bepaald resultaat is altijd met meerdere modellen te benaderen, welke dan voornamelijk verschillen ten aanzien van de eenvoud van de voorstelling en de nauwkeurigheidsgraad.

3. *Bepaling van de numerieke waarden van de modelonderdelen.* Wat zijn de waarden van de parameters in het model voor een gegeven transistor en hoe hangen deze af van de elektrische en fysische omstandigheden?

Alvorens over te gaan op specifieke modelvoorbeelden, willen we eerst een kort overzicht geven van de opbouw van dit hoofdstuk aan de hand van de drie bovenstaande stadia in de modelopbouw. In de eerste plaats kunnen we alle in dit boek gebruikte modellen verdelen in twee categorieën, te weten:

Differentiële of klein-signaalmodellen. Deze worden altijd gebruikt wanneer de veranderingen in de klemstromen en -spanningen zo klein zijn dat de betrekkingen tussen deze veranderingen bij benadering lineair zijn. Dergelijke modellen kunnen zodoende van veel nut zijn bij de analyse en het ontwerp van schakelingen waarin de transistor wordt gebruikt als lineair signaalverwerkend element.

Niet-lineaire modellen. Deze worden toegepast wanneer de fluctuaties van de klemvariabelen zo groot zijn dat het niet-lineaire karakter van de transistor gaat meespreken. Niet-lineaire modellen worden voornamelijk gebruikt voor toepassingen waarin de transistor als schakelaar fungeert, zoals in impulsschakelingen voor de verwerking van digitale gegevens.

Vervolgens zullen we dan onze kennis van het interne fysische gedrag van de halfgeleiderstructuur als leidraad gebruiken bij de keuze van de modelopbouw, waarbij we wel een configuratie van een zo groot mogelijke eenvoud proberen te bereiken. Deze vereenvoudiging kan alleen worden verkregen door een aanzienlijke beperking van het gebied, dat wil zeggen de werkomstandigheden, waarbinnen het model moet gelden.

Tenslotte is er in dit boek steeds van uit gegaan dat de numerieke waarden van de elementen die in elk model voorkomen, bepaald moeten worden door middel van elektrische metingen van de verschillende klemvariabelen. Hoewel een analyse van het interne fysische gedrag wel een goed inzicht kan geven in het verband tussen de diverse elementwaarden en de eigenschappen van het halfgeleidermateriaal en de werkomstandigheden, biedt een dergelijke analyse in het algemeen toch onvoldoende houvast voor

het toekennen van numerieke waarden aan de verschillende parameters. De onzekerheden die door veranderingen tijdens het fabricageprocédé in de parameters doorwerken, ook al doordat men de omstandigheden bij de vervaardiging nog niet voldoende in de hand heeft, maken de interne fysische parameters in dit opzicht een te onbetrouwbaar uitgangspunt. De elektrische meting van de klemvariabelen blijft derhalve noodzakelijk, waarbij de vraag *welke* variabelen moeten worden gemeten hoofdzakelijk wordt bepaald door een combinatie van gemakkelijke uitvoerbaarheid van de meting en een zo eenvoudig mogelijk verband tussen de meetresultaten en de modelparameters.

De nu volgende bespreking van de verschillende modellen is noodzakelijkerwijs kort en kwalitatief. De opzet ervan is in de eerste plaats om de uiteenlopende modellen die we nodig hebben aannemelijk te maken en verder enig inzicht te geven in het toepassingsgebied en de beperkingen van elk ervan.

1.3. DE ROL VAN LADINGDRAGERS IN HALFGELEIDERS

1.3.1. *Gaten en geleidingselektronen*

Halfgeleiders, waarvan germanium en silicium twee voorbeelden zijn, verschillen in die zin van metallische geleiders dat ze een elektrische stroom kunnen onderhouden door de beweging van twee duidelijk verschillende en onafhankelijke soorten ladingdragers. Deze twee soorten beweeglijke ladingdragers zijn: *geleidingselektronen* (verder aangeduid als *elektronen* zonder meer), die een negatieve lading vervoeren, en *gaten*, die een positieve lading vervoeren. Ofschoon elke halfgeleider zowel gaten als elektronen bevat, is het aantal ervan binnen het materiaal in de regel sterk verschillend. De talrijkste ladingdragers heten de *meerderheidsdragers*, de minst talrijke worden de *minderheidsdragers* genoemd. Het verschil tussen de aantallen meerderheids- en minderheidsdragers wordt bepaald door de concentraties van bepaalde chemische verontreinigingen, die in buitengewoon minieme hoeveelheden in het halfgeleidermateriaal aanwezig zijn. Een stukje germanium bijvoorbeeld met als voornaamste verontreiniging indium in een concentratie van 1 : 1.000.000 (1 indiumatoom op een miljoen germaniumatomen), heeft bij kamertemperatuur een meerderheidsdragersconcentratie van ongeveer $4 \cdot 10^{16}$ gaten per cm^3 en een minderheidsdragersconcentratie van ongeveer $1{,}5 \cdot 10^{10}$ elektronen per cm^3. Dit materiaal wordt als p-*halfgeleider* aangemerkt omdat de gaten, die een positieve lading hebben, de meerderheidsdragers zijn. Materialen met andere verontreinigingen, waarin als gevolg daarvan de elektronen de meerderheidsdragers vormen, worden n-*halfgeleiders* genoemd. Beide materiaaltypen zijn elektrisch neutraal, ondanks het grote verschil in de concentraties van de *beweeglijke* ladingdragers. Deze neutraliteit blijft gehandhaafd, doordat de overheersende verontreiniging (doopstofatomen, in dit geval *acceptors*) in het p-materiaal juist voldoende *onbeweeglijke negatieve ladingen* leveren om de beweeglijke positieve lading ten gevolge van de overheersende invloed van de gaten te compenseren. In n-materiaal hebben de overheersende veront-

reinigingen (doopstofatomen, in dit geval *donors* genoemd) een *onbeweeglijke positieve lading* die de overmaat van elektronenladingen ten opzichte van gatenladingen compenseert.

Uit een analyse van de aantallen gaten en elektronen in een halfgeleider blijkt dat de meerderheids(dragers)concentratie binnen een ruim temperatuurbereik voornamelijk wordt bepaald door de doopstoffenconcentratie, zodat deze factor betrekkelijk constant is. De minderheids(dragers)concentratie daarentegen is zeer temperatuurgevoelig. Zo worden de aantallen (minderheids)elektronen in p-germanium ongeveer verdubbeld bij elke 10 °C temperatuurstijging.

1.3.2. *Drift en diffusie*

In halfgeleiders zijn elektrische stromen het gevolg van de beweging van *gaten of elektronen*, en gebaseerd op één van de twee volgende duidelijk te onderscheiden invloeden.

Het eerste verschijnsel is *drift* in een elektrisch veld; deze wordt veroorzaakt door het feit dat elektronen en gaten geladen deeltjes zijn, die door een aanwezig elektrisch veld worden versneld. De extra energie welke ze op deze wijze verkrijgen is in de regel klein vergeleken met de energie van hun ongerichte thermische beweging. De weg van elk geladen deeltje is ingewikkeld en wordt voortdurend onderbroken door toevallige botsingen met atomen in het kristalrooster, en deze beweging wordt door het elektrische veld slechts weinig veranderd. De gemiddelde stroom ten gevolge van kleine afwijkingen in de beweging onder invloed van het elektrische veld worden echter voor alle ladingdragers tezamen genomen een factor van betekenis, omdat de ongerichte thermische beweging *op zichzelf* geen gemiddelde stroom levert.

Het blijkt dat het veld op de thermische beweging een tweede verplaatsing superponeert, waardoor de ladingdragers zich gaan verplaatsen alsof ze zich in een viskeuze vloeistof bevinden. De *driftsnelheid* die op deze wijze door matige elektrische velden aan de thermische beweging wordt toegevoegd vertoont een lineair verband met de kracht en daarmee met de veldsterkte. De stroom wordt dus, precies als de driftsnelheid, evenredig met de veldsterkte, zodat op de driftstroom de Wet van Ohm van toepassing is. De gatendrift verloopt in de richting van het elektrische veld, terwijl de elektronen vanwege hun negatieve lading in tegengestelde richting bewegen. In beide gevallen verloopt de elektrische stroom ten gevolge van de gemiddelde drift van de ladingdragers in de richting van het veld; de sterkte ervan is evenredig met de veldsterkte.

Het tweede verschijnsel dat tot een verplaatsing van gaten en elektronen en een daarmee verbonden stroom leidt is de *diffusie* op de plaatsen waar de concentratie een verval (concentratiegradiënt) vertoont. Ten gevolge van hun ongerichte thermische bewegingen hebben beide typen ladingdragers de neiging om de concentratie over het hele gebied waarbinnen ze zich kunnen bewegen overal gelijk te maken. Dit houdt in dat gaten en elektronen beide proberen uit gebieden met hoge concentraties te *diffunderen* naar gebieden met lage concentraties. Deze diffusieve beweging is analoog aan de uitbreiding die men waarneemt als een inktdruppel in een glas water valt. Hoewel het dif-

fusie-effect *niet* afhangt van de lading die de gaten en elektronen meevoeren, leidt de diffusie van geladen deeltjes uiteraard tot een elektrische stroom. Uit een analyse van het diffusieverschijnsel blijkt dat de gemiddelde stroomdichtheid bij matige gradiënten evenredig is met de concentratiegradiënt. Wanneer bijvoorbeeld de gatenconcentratie in de x-richting verloopt, wordt de x-component van de diffusiestroomdichtheid:

$$J_{px} = -eD_p \frac{dp}{dx} \tag{1.1}$$

waarin D_p de diffusiestroomcoëfficiënt van de gaten is. Doordat de ladingdragers van gebieden met hoge naar gebieden met lage concentraties toe diffunderen, heeft de stroomdichtheid ten gevolge van de diffusie van (positieve) gaten een teken dat tegengesteld is aan dat van de concentratiegradiënt, terwijl de stroomdichtheid die wordt veroorzaakt door de diffusie van (negatieve) elektronen in dezelfde richting verloopt als de concentratiegradiënt.

Zijn in een halfgeleider tegelijkertijd een matig elektrisch veld en een matige concentratiegradiënt aanwezig, dan treden drift en diffusie naast en onafhankelijk van elkaar op. De netto-stroomdichtheid van gaten en elektronen is dan eenvoudig de som van de drift- en diffusiecomponenten.

1.3.3. *Injectie en recombinatie van overmaatdragers*

Doordat halfgeleiders twee soorten ladingdragers bevatten die onafhankelijk van elkaar bewegen en ladingen hebben van tegengesteld teken, is het mogelijk om door de toevoer van elektrische, optische of thermische energie aan het materiaal de concentraties van *zowel gaten als elektronen* bijna evenveel op te voeren zonder dat dit een effect van betekenis heeft op de elektrische neutraliteit. De toeneming van het aantal ladingdragers is in dit geval een gevolg van de verbreking van valentiebindingen in het halfgeleiderkristal. De verhoging van de concentraties van beweeglijke ladingdragers is dus mogelijk *zonder* de krachtige interne elektrische velden en stromen die normaliter vereist zijn voor de neutraliteitsafwijkingen welke in elektronengeleiders (bijvoorbeeld metalen) met een dergelijke toeneming gepaard zouden gaan. Dit fundamentele verschil tussen metalen en halfgeleiders, dat een rechtstreeks gevolg is van het 'twee-dragerskarakter' van halfgeleiders, is de grondslag waarop de werking van de meeste halfgeleidercomponenten met een gelaagde structuur (junctiestructuur) is gebaseerd. Ingrepen die leiden tot een verhoging van de dragersconcentraties boven de evenwichtswaarden noemt men (*dragers*)*injectie-effecten*, de toegevoerde dragers heten *overmaatdragers*.

Aangezien de overmaatdragers in een halfgeleider een verstoring van de evenwichtssituatie vormen, wordt hun aanwezigheid tegengewerkt door een *recombinatieprocédé*, waarbij gaten en elektronen elkaar door (wederkerige) annihilatie volledig uitschakelen voor wat het ladingtransport aangaat. Men kan zich dit recombinatieprocédé voorstellen als een herstel van de eerder verbroken valentiebinding. Uit een gedetailleerde analyse van de verschijnselen die bij de recombinatie van overmaatdragers plaats vinden,

blijkt dat de gemiddelde recombinatiecoëfficiënt in veel praktische situaties bij benadering evenredig is aan de concentratie van de overmaat minderheidsdragers. In n-materiaal betekent dit bijvoorbeeld dat voor de netto-recombinatiesnelheid van overmaatgaten met overmaat elektronen bij benadering geldt:

$$\text{recombinatiesnelheid} = \frac{p - p_o}{\tau_p} \tag{1.2}$$

waarin τ_p de *levensduur* van de overmaatdragers is, en $(p - p_o)$ de *overmaatgatenconcentratie* aangeeft, dat wil zeggen de mate waarin de feitelijke minderheidsconcentratie (in dit geval gatenconcentratie) p de evenwichtsgatenconcentratie p_o overtreft. In p-

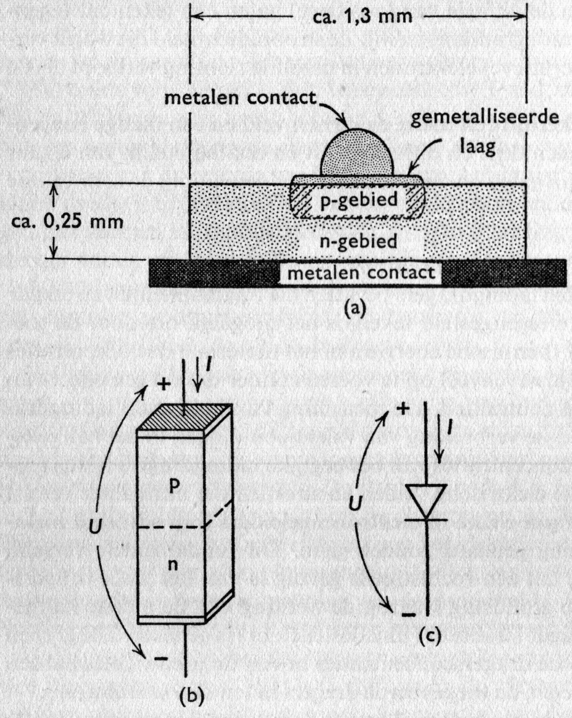


Fig. 1.1. Een pn-junctiediode: a. fysische opbouw van een gediffundeerde junctiediode. De diode wordt vervaardigd door het diffunderen van een p-doopstof in n-beginmateriaal. Als gevolg hiervan wordt een deel van het halfgeleidermateriaal van het p-type. Elektrische aansluitingen verkrijgt men door metalen contacten die op het halfgeleidermateriaal worden gesoldeerd, door opdampen uit vacuüm worden vervaardigd ofwel onder druk op de halfgeleider worden bevestigd; b. fysisch model; c. diodesymbool.

materiaal wordt de recombinatiesnelheid op volkomen analoge wijze uitgedrukt in de overmaatelektronenconcentratie $(n - n_0)$ en een levensduur τ_n. In beide gevallen zijn de overmaatconcentraties van de betreffende typen ladingdragers bij benadering gelijk, omdat het halfgeleidermateriaal als geheel elektrisch nagenoeg neutraal is.

Samenvattend kunnen we zeggen dat het ladingtransport in halfgeleiders door zowel gaten als elektronen wordt verzorgd. De evenwichtsconcentraties van de beide soorten ladingdragers kan men regelen door middel van de hoeveelheid en de samenstelling van de chemische verontreinigingen (doopstoffen) welke men aan het halfgeleiderkristal toevoegt. De verplaatsing van gaten en elektronen, hetzij door drift ten gevolge van een elektrisch veld, hetzij door diffusie ten gevolge van een concentratiegradiënt, veroorzaakt stromen. Overmaatladingdragers kunnen zonder noemenswaardige afwijkingen van de elektrische neutraliteit worden toegevoerd door elektrische, optische of thermische injectie-effecten, waarbij de overmaatdragers in het algemeen de neiging hebben om elkaar wederkerig uit te schakelen door recombinatie; de snelheid hiervan wordt bepaald door de overmaatconcentratie.

1.4. JUNCTIEDIODES (LAGENDIODES)

1.4.1. *Inleiding*

Het eenvoudigste halfgeleideronderdeel is een pn-junctiediode (lagendiode). Deze bestaat uit een halfgeleider waarin de doopstoffenverdeling resulteert in een gebied van p-materiaal en een gebied van n-materiaal, gescheiden door een betrekkelijk dunne laag waar het ene gebied in het andere overgaat (de junctie of grenslaag). Fig. 1.1a geeft een representatief voorbeeld van de diodestructuur. Bij onze beschrijving van het diodegedrag zullen we uitgaan van het eenvoudige in fig. 1.1b afgebeelde fysische model, omdat de voornaamste fysische aspecten van bijna alle junctiediodes hierin goed tot hun recht komen, met name een vrij abrupte overgang van het ene geleidingstype naar het andere binnen het overigens homogene stuk halfgeleidermateriaal. In fig. 1.1c is het genormaliseerde symbool van een junctiediode afgebeeld. De 'pijl' in dit symbool wijst altijd van het p- naar het n-gebied.

1.4.2. *De diode in de evenwichtssituatie*

In het p-materiaal vormen de gaten de verreweg grootste groep ladingdragers, in het n-materiaal zijn het de elektronen die deze positie innemen. Het ligt voor de hand dat de gatenconcentratie dus veel groter is aan de p-kant dan aan de n-kant, precies zoals de elektronenconcentratie veel groter is aan de n-kant dan aan de p-kant. Normaliter vertonen de beide dragersconcentraties aan weerskanten van de junctie een verschil van minstens 4 à 5 machten van 10, zoals in fig. 1.2a in beeld is gebracht. Het diffusie-effect ten gevolge van de grote concentratiegradiënten van beide dragerstypen nabij de junctie moet 'gecompenseerd' worden door het drifteffect van een elektrisch veld bij de junc-

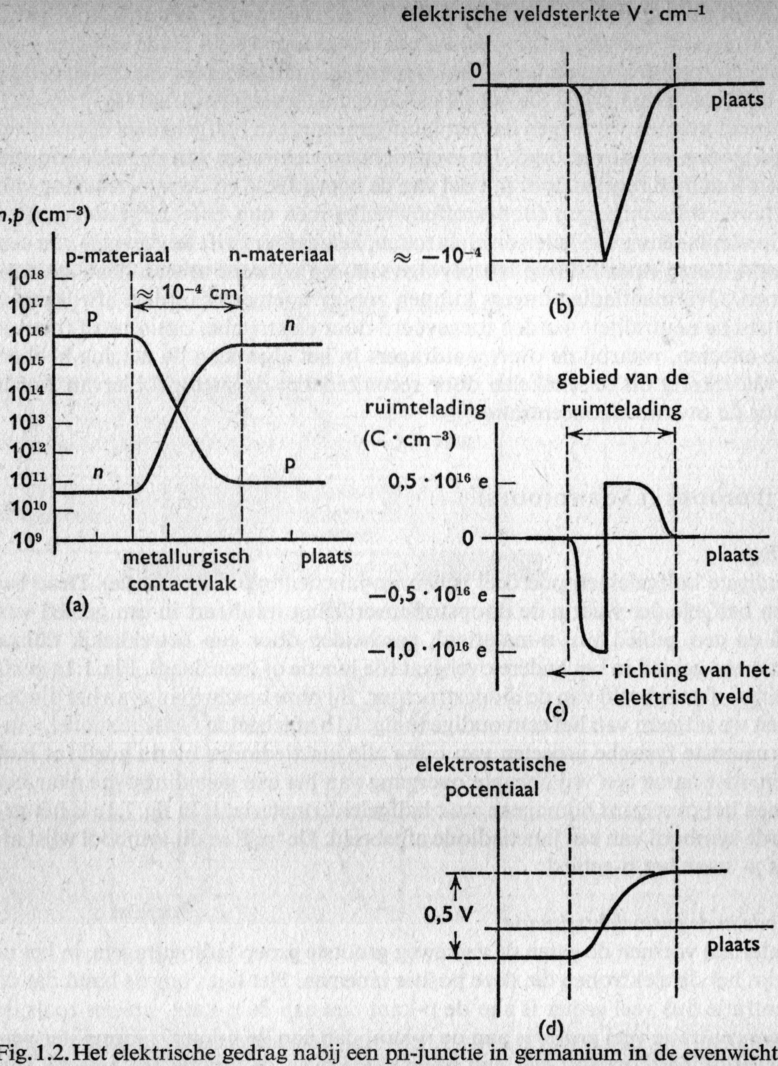


Fig. 1.2. Het elektrische gedrag nabij een pn-junctie in germanium in de evenwichtssituatie: a. gatenconcentratie p en elektronenconcentratie n; b. het elektrische veld in de gebieden waar de concentraties van de beweeglijke ladingdragers verlopen; c. ruimteladingsconcentratie die een duidelijk beeld geeft van de dipoollaag aan weerszijden van de junctie; e een elektronlading ($= 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C); d. het elektrostatische potentiaalverschil (contactpotentiaal) bij de junctie.

tie, opdat er geen netto-stroom van hetzij gaten of elektronen gaat vloeien.

Het elektrische veld bij de junctie in de evenwichtssituatie, dat in fig. 1.2b in beeld is gebracht, wordt opgewekt door een *dipoollaag* van ruimteladingen waarvan de beide 'polen' aan weerskanten van de junctie zijn gelegen, op de wijze van fig. 1.2c. Het deel van dit *ruimteladingsgebied* dat aan de p-kant van de junctie ligt bevat een negatieve lading omdat uit dit deel gaten zijn 'weggediffundeerd', daarbij onbeweeglijke, negatief geladen acceptorionen achterlatend. Analoog geldt dat de lading aan de n-kant positief moet zijn.

Ten gevolge van het elektrische veld in de dipoollaag is de elektrostatische potentiaal (fig. 1.2d) aan de twee grenzen van het ruimteladingsgebied verschillend. In het n-gebied buiten de ruimteladingslaag is de elektrostatische potentiaal hoger dan in het p-gebied aan de andere kant van de laag. Als gevolg hiervan worden gaten, die immers een positieve lading dragen, door het spanningsverval bij hun beweging van het p- naar het n-gebied geremd. Het diffusie-effect van de grote gatenconcentratiegradiënt wordt zodoende gecompenseerd door het elektrostatische potentiaalverschil dat over de ruimteladingslaag staat. Een overeenkomstig evenwicht geldt voor de elektronen, waarvan de verplaatsing naar gebieden met een lagere elektrostatische potentiaal wordt geremd door hun eigen negatieve lading. Dit potentiaalverschil over de ruimteladingslaag dat de diffusieve dragersstromen tegengaat, wordt dikwijls de *inwendige potentiaalberg* genoemd. Aangezien het een gevolg is van een aaneenvoeging of contact tussen twee elektrisch ongelijke materialen noemt men het ook wel de *contactpotentiaal.* Het potentiaalverschil brengt (in de evenwichtstoestand) uiteraard geen spanningsverschil tussen de diode-aansluitingen met zich mee, aangezien het juist wordt opgeheven door de contactpotentialen bij de metaal-halfgeleiderjuncties van de aansluitingen.

1.4.3. *Verschijnselen ten gevolge van voorspanning*

Diodes zijn interessante en nuttige elektrische componenten doordat ze een niet-lineair verband tussen klemstroom en klemspanning vertonen. Ten gevolge van de enorme asymmetrie in de gaten- en elektronenverdelingen bij de junctie hangt de stroom namelijk in sterke mate af van de polariteit van de aangelegde spanning.

De meeste junctiediodes zijn zo opgebouwd dat door de stroom veroorzaakte spanningsvallen bij de contacten en in het halfgeleidermateriaal buiten de ruimteladingslaag voor matige stroomsterkten verwaarloosbaar klein zijn. De spanning die op de klemmen van de diode wordt aangelegd staat zodoende vrijwel in haar geheel over de ruimteladingslaag, en wel in de vorm van een hoogteverandering van de potentiaalberg. Is de polariteit van de aangelegde spanning zodanig dat het p-gebied positief wordt ten opzichte van het n-gebied, zoals in fig. 1.3a is weergegeven, dan wordt de hoogte van de elektrostatische potentiaalberg bij de junctie erdoor verlaagd, waardoor een stroom van gaten uit het p-gebied, waar ze talrijk zijn, naar het n-gebied kan vloeien waar ze schaars zijn. Tegelijkertijd kunnen door het verlaagde potentiaalverschil elektronen gemakkelijker in de tegenovergestelde richting vloeien. Deze gaten- en elektronenverplaatsingen

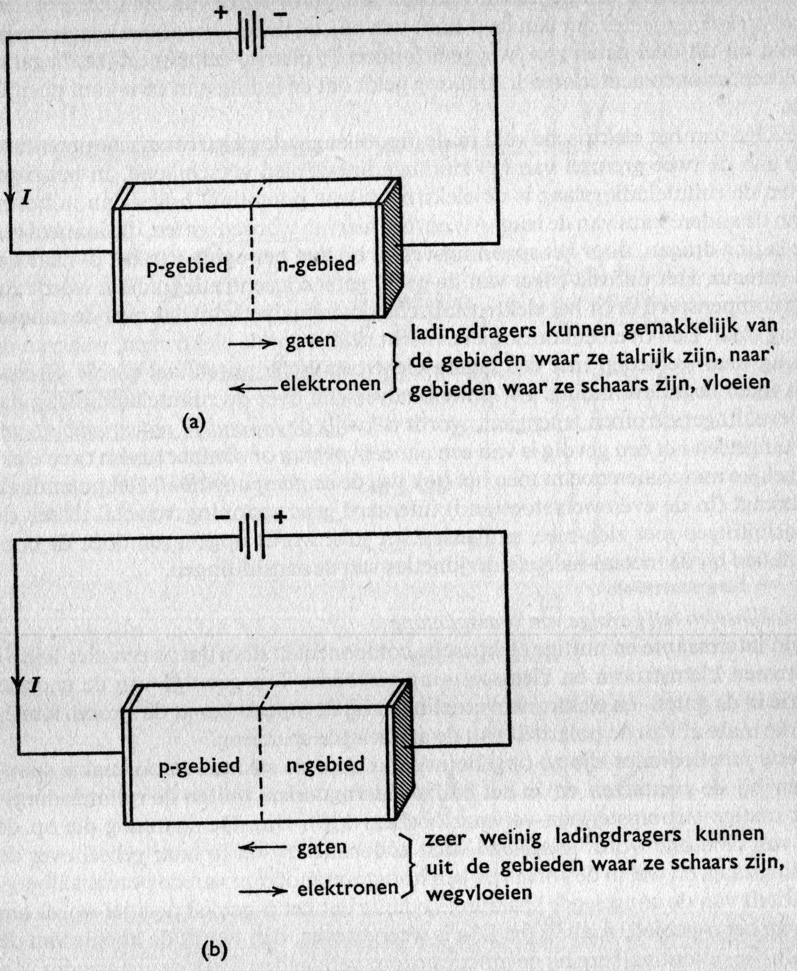


Fig. 1.3. De invloed van voorspanning op een pn-junctie: a. doorlaatvoorspanning resulteert in een grote klemstroom, d.w.z. *I* is groot en positief; b. tegenvoorspanning resulteert in een kleine klemstroom, d.w.z. *I* is klein en negatief.

leveren een klemstroom die dezelfde richting heeft als de aangelegde spanning, en die snel toeneemt met de spanning. Men noemt deze situatie, die dus gekenmerkt wordt door een vrij grote stroomdoorgang, *doorlaatvoorspanning* (over de junctie).

Wordt daarentegen de aangelegde spanning omgekeerd, zodat het p-gebied negatief wordt ten opzichte van het n-gebied, zoals in fig. 1.3b is getekend, dan neemt de hoogte van de potentiaalberg toe, waardoor de klemstroom tot een zeer lage waarde wordt gereduceerd. De stroom die onder die omstandigheden nog doorgaat, is het resultaat van minderheidsgaten in het n-gebied die de potentiaalberg 'afrollen' naar de p-kant, en van minderheidselektronen aan de p-zijde die de potentiaalberg in tegengestelde richting 'opvallen'. De resulterende stroom is zeer zwak omdat de minderheidsdragers gering in aantal zijn. De voorspanningspolariteit die de betrekkelijk kleine stroom levert heet *tegenvoorspanning* (voorspanning in de tegenrichting).

1.4.4. *De interne verdeling van overmaatladingdragers*

De stroom die men aan de diode-aansluitingen kan meten als er een spanning op de diodejunctie wordt aangelegd houdt nauw verband met een interne herverdeling van de gaten en elektronen. De verandering in de potentiaalberghoogte die het gevolg is van de voorspanning leidt tot een verloop van de dragersconcentraties bij de grenzen van de ruimteladingslaag. Bij nadere beschouwing van het verband tussen de dragersconcentraties en de aangelegde spanning blijkt dat de totale minderheidsconcentraties bij de grenzen van de ruimteladingslaag een verandering $\exp(eU/kT)$ (de zogenaamde Boltzmann-factor) te zien geeft, waarin e de elektronlading is, U de aangelegde spanning, k de constante van Boltzmann en T de absolute temperatuur. Bij kamertemperatuur, 290 °K, heeft de factor kT/e, veelal de *thermische spanning* genoemd, een waarde van ongeveer 25 mV. In het algemeen geldt dus:

$$p_{\mathrm{ng}} = p_{\mathrm{no}} \exp(eU/kT)$$
$$n_{\mathrm{pg}} = n_{\mathrm{po}} \exp(eU/kT)$$

waarin p_{ng} de totale minderheidsconcentratie (gatenconcentratie) in het n-materiaal is en p_{no} de evenwichtsconcentratie van gaten in het n-materiaal, terwijl analoge definities gelden voor n_{pg} en n_{po} in het p-materiaal. De *overmaatminderheidsconcentraties* zijn derhalve:

$$p_{\mathrm{n'g}} = p_{\mathrm{ng}} - p_{\mathrm{no}} = p_{\mathrm{no}}\{\exp(eU/kT) - 1\} \qquad (1.3\mathrm{a, b})$$
$$n_{\mathrm{p'g}} = n_{\mathrm{pg}} - n_{\mathrm{po}} = n_{\mathrm{po}}\{\exp(eU/kT) - 1\}$$

Uit (1.3) blijkt dat bijvoorbeeld bij doorlaatvoorspanning de overmaatminderheidsconcentraties bij de grenzen van de ruimteladingslaag sterk toenemen wanneer U wordt opgevoerd. Deze overmaatgaten, die over de junctie in het neutrale n-gebied worden *geïnjecteerd*, verspreiden zich in het n-gebied ten gevolge van diffusie, zoals in fig. 1.4a is weergegeven. Het n-gebied blijft bij benadering neutraal, ondanks de injectie van overmaatgaten, omdat een neutraliserende lading van overmaatmeerderheidselektronen via

het rechtercontact naar het gebied bij de junctie wordt aangetrokken. Op een volkomen analoge manier worden overmaatelektronen in het bijna-neutrale p-gebied geïnjecteerd, waar ze van de junctie af diffunderen. Deze verdelingen van overmaatdragers naderen tot nul (dat wil zeggen de totale dragersconcentraties naderen tot hun evenwichtswaarden) op plaatsen die ver van de junctie af gelegen zijn, en wel ten gevolge van het recombinatie-effect dat de geïnjecteerde overmaatdragers voortdurend wil verlagen. Uiteindelijk zullen dan ook alle overmaatminderheidsdragers die via de junctie geïnjecteerd zijn, in de neutrale gebieden nabij de junctie verdwijnen als gevolg van recombinatie met overmaatmeerderheidsdragers die via de contacten worden toegevoerd. Aangezien de recombinatiesnelheid bij benadering evenredig is met de overmaatdragersconcentratie, moet de totale stationaire diodestroom evenredig zijn met het totale aantal overmaatdragers. Dat wil zeggen:

$$I = q_p/\tau_p + q_n/\tau_n \tag{1.4}$$

waarin I de totale diodestroom voorstelt, en q_p en q_n de totale aantallen overmaatminderheidsgaten in het n-gebied respectievelijk minderheidselektronen in het p-gebied zijn. De constanten τ_p en τ_n zijn de levensduren die de recombinatie-effecten in de beide diodegebieden karakteriseren; ze zijn al eerder genoemd in verband met (1.2) e.v. De lineaire betrekking tussen de stationaire (gelijk)stroom en q_p en q_n, die veelal de overmaat-*ladingopslag* (ladingaccumulatie) in de beide diodehelften worden genoemd, heeft een zeer grote invloed op het gedrag van junctiecomponenten.

Uit een kwantitatieve analyse van het verloop en de verplaatsing van de geïnjecteerde dragers blijkt dat de opslag van overmaatminderheidsdragers een lineair verband vertoont met de concentraties van overmaatdragers bij de grenzen van de ruimteladingslaag, doordat zowel de diffusie- als de recombinatie-effecten een lineair karakter hebben. Voor de gatenopslag q_p geldt derhalve:

$$q_p \approx p_n{}'_g \tag{1.5a}$$

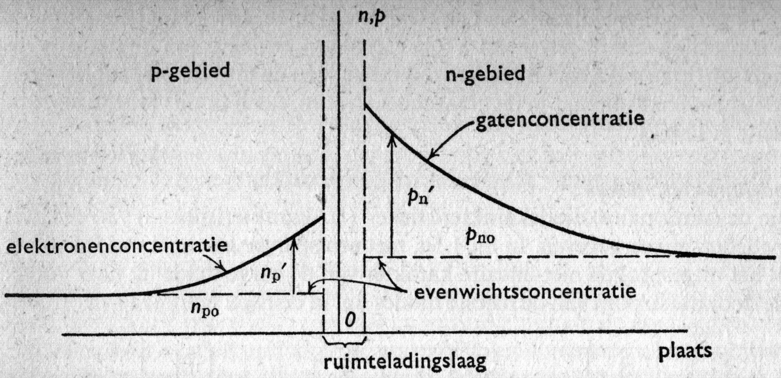
terwijl voor de elektronenopslag q_n geldt:

$$q_n \approx n_p{}'_g \tag{1.5b}$$

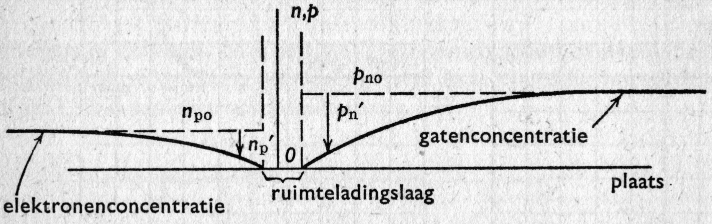
Uit (1.4) en (1.5) blijkt dat onder stationaire omstandigheden de overmaatdragersopslag en daarmee de totale diodestroom lineair afhangen van de overmaatminderheidsconcentraties bij de grenzen van de ruimteladingslaag. Aangezien deze grensconcentraties evenredig zijn met $\{\exp(eU/kT) - 1\}$ geldt dus:

$$I \approx \{\exp(eU/kT) - 1\} \tag{1.6}$$

Het is belangrijk dat men hierbij inziet dat het uitgesproken niet-lineaire karakter van de diode-*UI*-karakteristieken uitsluitend wordt veroorzaakt door de eenzijdigheid binnen de ruimteladingslaag ten gevolge van de verstoring van de potentiaalberghoogte.



(a)



(b)

Fig. 1.4. De invloed van een voorspanning op de minderheidsconcentraties nabij de junctie. Aangezien lineaire coördinaten zijn gebruikt, kunnen de meerderheidsconcentraties in deze tekeningen niet worden weergegeven. Omdat de gebieden buiten de ruimteladingslaag neutraal zijn, is de overmaat meerderheidsconcentratie daar gelijk aan de overmaat minderheidsconcentratie: a. doorlaatvoorspanning; b. tegenvoorspanning.

De verschijnselen die het transport en de recombinatie van de ladingdragers binnen de neutrale gebieden beheersen zijn *volkomen lineair*, een aspect dat bijzonder nuttig zal blijken bij onze beschrijving van het transistorgedrag.

De voorgaande bespreking is gesteld in termen van de doorlaatvoorspanning, maar de algemene gang van zaken bij tegenvoorspanning komt hiermee volkomen overeen. Wordt op de diode een tegenvoorspanning aangelegd dan worden de *overmaat* minderheidsconcentraties aan de grenzen van de ruimteladingslaag negatief, zoals in verg. 1.3a en b te zien is. Dat wil zeggen, de totale minderheidsconcentraties komen beneden de betreffende evenwichtswaarden te liggen, waardoor minderheidsdragers aan de neutrale gebieden worden onttrokken, zoals in fig. 1.4b is getekend. (1.4) en (1.5) gelden ook in deze situatie, alleen zijn q_p en q_n in dit geval negatief. De betreffende tegenstroom is

klein en globaal gezien onafhankelijk van de grootte van de tegenvoorspanning, omdat een tegenvoorspanning van ongeveer 0,1 V ($4kT/e$) al voldoende is om de dragersverdeling van fig. 1.4b op te wekken, en verdere opvoering van de tegenvoorspanning geen verandering van betekenis brengt in de grensconcentraties, noch in de verdelingen, zoals ook uit verg. 1.3 blijkt.

1.4.5. *De diodekarakteristieken*

In fig. 1.5 zijn de (stationaire) diodekarakteristieken (*UI*-karakteristieken) van een germanium junctiediode weergegeven. In fig. 1.5a, met een spanningsschaal van 0,5 V per vakje, treedt het uitgesproken niet-lineaire karakter van de curve duidelijk naar voren. De nominale doorlaatstroom van de meeste diodes ligt in de regel tenminste vier mach-

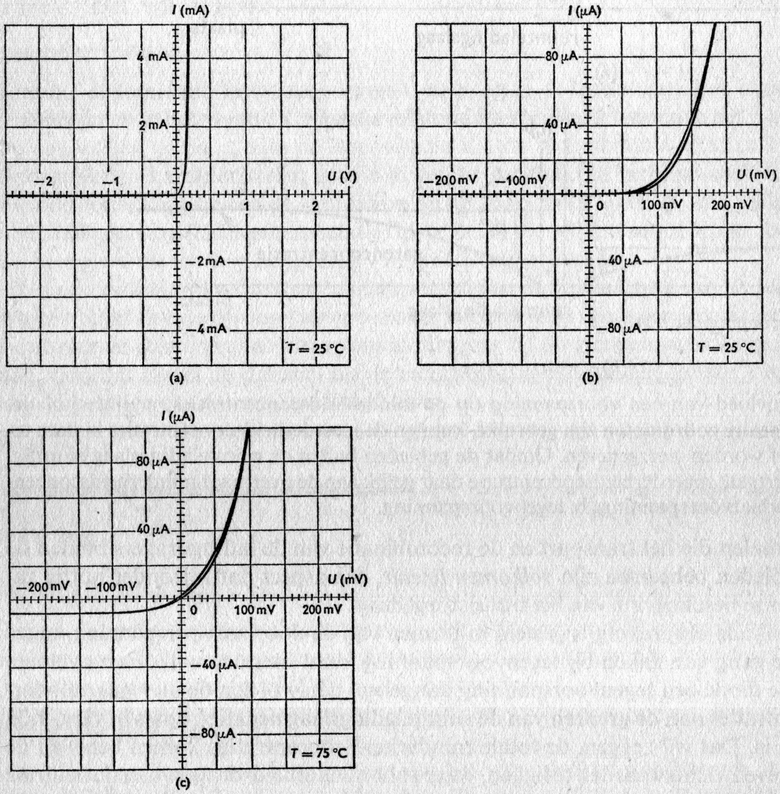


Fig. 1.5. *UI*-karakteristieken van een germanium junctiediode: a. karakteristiek bij 25 °C; b. karakteristiek bij 25 °C op vergrote schaal; c. karakteristiek bij 75 °C op vergrote schaal.

ten van 10 hoger dan de tegenstroom. In fig. 1.5b, met een spanningsschaal van 50 mV per vakje, is het gedrag van de diode nabij de oorsprong duidelijk te zien. De *UI*-karakteristiek van diodes is bijzonder gevoelig voor temperatuursveranderingen, zoals uit fig. 1.5c blijkt, waarin de gevolgen van een temperatuursstijging van 50 °C te zien zijn. Voor elke (van nul verschillende) voorspanning neemt de diodestroom bij temperatuursstijging sterk toe.

Volgens (1.6) is de (stationaire) *UI*-karakteristiek van een geïdealiseerde junctiediode van de vorm:

$$I = I_s\{\exp(eU/kT) - 1\} \tag{1.7}$$

waarin I_s de zogenaamde *verzadigingsstroom* is. Aangezien kT/e bij kamertemperatuur ongeveer 25 mV bedraagt, veroorzaken veranderingen in de doorlaatvoorspanning van slechts enkele tienden volt al grote veranderingen in de stroomsterkte. Uit deze vergelijking blijkt verder dat als U een grote negatieve waarde heeft, geldt $I = -I_s$, zodat I_s opgevat mag worden als de asymptoot van de (diode) tegenstroom. Aangezien deze tegenstroom het gevolg is van de onttrekking van minderheidsdragers via de junctie, vertoont I_s dezelfde sterke temperatuurafhankelijkheid als de concentraties van de minderheidsdragers in de evenwichtstoestand. Deze temperatuurafhankelijkheid van de verzadigingsstroom, die verantwoordelijk is voor de verplaatsing van de diodekarakteristiek in fig. 1.5c, is expliciet weergegeven in fig. 1.6.

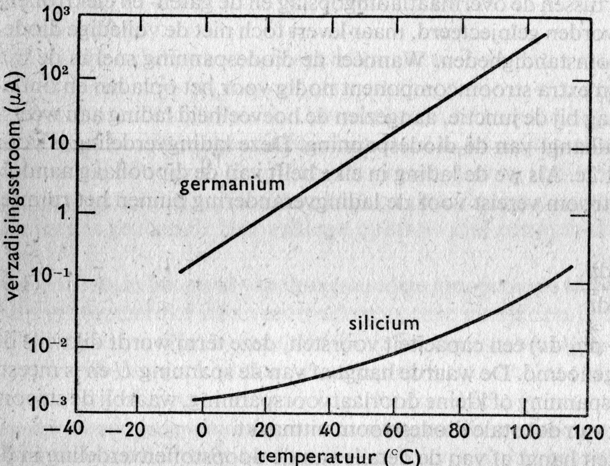


Fig. 1.6. Temperatuurafhankelijkheid van de tegenstroom van twee representatieve junctiediodes.

1.4.6. *Het diodegedrag onder dynamische omstandigheden*

Het elektrische gedrag van een diode onder snel veranderende omstandigheden verschilt van het statische en stationaire gedrag (bij evenwicht respectievelijk dynamisch evenwicht) alleen in die zin dat de *veranderende* interne verdelingen van de ladingdragers klemstroomcomponenten met zich meebrengen, die moeten worden opgeteld bij de normale recombinatiecomponenten. Dit houdt in dat we (1.4) moeten vervangen door:

$$i = \frac{q_p}{\tau_p} + \frac{dq_p}{dt} + \frac{q_n}{\tau_n} + \frac{dq_n}{dt} \tag{1.8}$$

waarin we voor de stroom een kleine letter i hebben gebruikt om aan te geven dat de variabele i nu een functie is van de tijd. Verandert de interne ladingopslag (q_p en q_n), zeer snel, zoals bij toepassingen in verband met hoogfrequentsignalen of met korte schakeltijden, dan kan bijna de totale klemstroom i nodig zijn voor de vergroting of verkleining van de ladingopslag. Met andere woorden, dq_p/dt en dq_n/dt kunnen veel groter zijn dan q_p/τ_p en q_n/τ_n. In termen van de dragerinjectie via de junctie kan dit betekenen dat een deel van de geïnjecteerde dragers wordt toegevoegd aan de opslag van overmaatdragers, in plaats van eenvoudig te recombineren, zoals in de stationaire situatie. Ofschoon de situatie in zeker opzicht doet denken aan die van het opladen van een condensator, wordt het dynamische gedrag van de diode gecompliceerd door het *verdeelde* karakter ervan.

(1.8) bepaalt het verband tussen de overmaatladingopslag en de gaten- en elektronenstromen die via de junctie worden geïnjecteerd, maar levert toch niet de volledige diodestroom onder dynamische omstandigheden. Wanneer de diodespanning snel in de tijd verandert, is er namelijk een extra stroomcomponent nodig voor het opladen en ontladen van de interne dipoollaag bij de junctie, aangezien de hoeveelheid lading aan weerskanten van de dipoollaag afhangt van de diodespanning. Deze ladingverdeling is voor $U = 0$ weergegeven in fig. 1.2c. Als we de lading in elke helft van de dipoollaag aanduiden met q_j is de volgende stroom vereist voor de ladingverandering binnen het ruimteladingsgebied

$$i_j = -\frac{dq_j}{dt} = -\frac{dq_j}{du} \cdot \frac{du}{dt} \tag{1.9}$$

Het zal duidelijk zijn dat $(-dq_j/du)$ een capaciteit voorstelt, deze term wordt dikwijls de *ruimteladingscapaciteit* C_j genoemd. De waarde hangt af van de spanning U en is meestal het grootst bij tegenvoorspanning of kleine doorlaatvoorspanning, waarbij de stroom i_j het voornaamste aandeel van de totale diodestroom uitmaakt.

De ruimteladingscapaciteit hangt af van de details van de doopstoffenverdeling in de omgeving van de junctie. Bij voorspanning gaat de verschuivingsstroom al bij matige frequenties overheersen; de spanningsafhankelijkheid van de junctiecapaciteit kan in deze situatie worden benaderd door

$$C_j = K(\psi_o - U)^{-n} \qquad (1.10)$$

waarin K een constante is, ψ_o de contactpotentiaal, U de voorspanning en n een exponent die ligt tussen $\frac{1}{2}$ (in het geval van een abrupte junctie) en nul.

1.4.7. *Samenvatting van het diodegedrag*

De junctiediode wordt gekenmerkt door een dunne laag met een abrupte overgang van p-materiaal naar n-materiaal. Ten gevolge van de asymmetrie van de elektronen- en gatenverdelingen aan weerskanten van deze laag hebben de *UI*-karakteristieken van de diode een uitgesproken niet-lineair verloop. Doordat er veel ladingdragers beschikbaar zijn om stroom in de doorlaatrichting te vervoeren en slechts zeer weinig om de stroom in de tegengestelde of tegenrichting te onderhouden, geleidt de diode goed in de doorlaat- maar slecht in de tegenrichting (sperrichting). De stroom van een diode is nauw verbonden met de aantallen overmaatladingdragers die in de neutrale gebieden bij de junctie zijn opgeslagen. Het gedrag onder veranderende omstandigheden doet daarom in veel opzichten denken aan dat van een condensator, met het verschil dat complicaties optreden ten gevolge van verschillende niet-lineariteiten en het verdeelde karakter van een diode.

1.5. JUNCTIETRANSISTORS (LAGENTRANSISTORS)

1.5.1. *Inleiding*

De fysische opbouw van een junctietransistor is die van twee ruggelings tegen elkaar geplaatste junctiediodes, met een gemeenschappelijk n- of p-gebied ertussen. Fig. 1.7 geeft een beeld van de opbouw van twee belangrijke soorten junctietransistors. Het belangrijkste deel van deze structuren is het *dunne* n-gebied tussen de beide p-gebieden, dat de *basis* wordt genoemd. De p-gebieden heten *emitter* (emissor) en *collector*. Transistors waarin de geleiding van emitter, basis en collector op deze wijze geschiedt worden pnp-transistors genoemd. Een analoge opbouw met een npn-structuur is evenzeer bruikbaar.

Precies als in het geval van de eenvoudige junctiediode kunnen overmaatdragers in de basis geïnjecteerd of eraan onttrokken worden via elke pn-junctie door hier een spanning op aan te leggen. Het basisgebied is in alle transistors zo dun (doorgaans tussen 1 en 4μ) dat de ladingdragers het kunnen oversteken zonder dat daarbij veel kans op recombinatie bestaat. De waarschijnlijkheid dat een ladingdrager binnen de basis door recombinatie wordt uitgeschakeld, is evenredig met de gemiddelde tijd die de drager voor het oversteken nodig heeft, en die tijd is zeer kort als het basisgebied dun is. Bij doorlaatvoorspanning over de emitter-basisjunctie kunnen bijna alle gaten die door de emitter in de basis worden geïnjecteerd het basisgebied oversteken zonder dat daarbij recombinatie met meerderheidsdragers (elektronen) optreedt, zodat ze door het elektrische veld

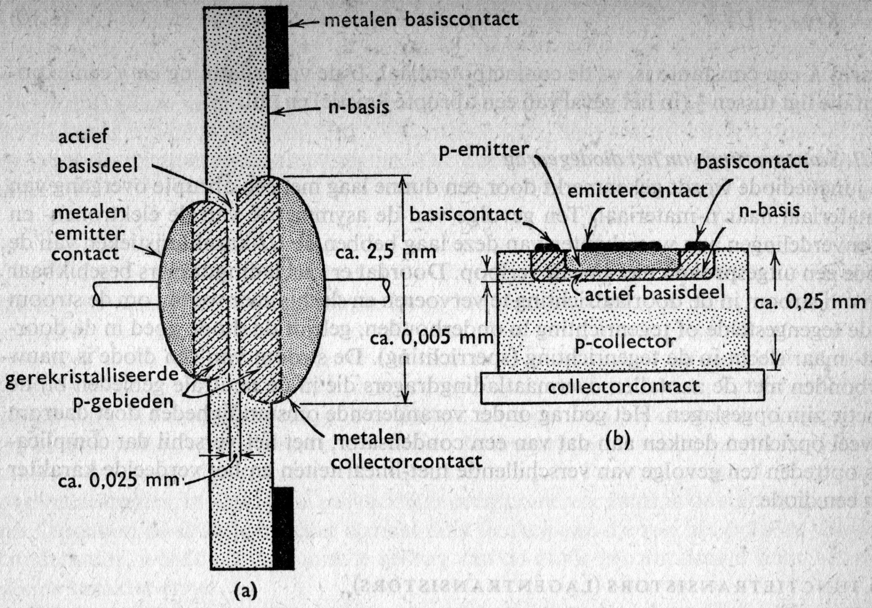


Fig. 1.7. De fysische opbouw van junctietransistors. De gelegeerde versie wordt verkregen door een metaal met een grote hoeveelheid p-doopstof in een silicium plaatje van het n-type te legeren. Bij het afkoelen van het plaatje rekristalliseert het halfgeleidermateriaal, waarbij de p-doopstof in de gerekristalliseerde gebieden de boventoon voert. De gediffundeerde uitvoering wordt verkregen door n- en p-doopstoffen in het p-collectorgebied te diffunderen.

in de collector-ruimteladingslaag in het collectorgebied worden getrokken. Dit veld, dat de diffusie van meerderheidsdragers over de junctie tegengaat, is voor beide polariteiten van de collectorjunctiespanning van de n- naar de p-kant gericht. Volkomen analoog geldt dat de meeste gaten die door een doorlaatvoorspanning over de collectorjunctie in de basis worden geïnjecteerd, de basis zonder recombinatie kunnen oversteken en het emittergebied kunnen bereiken. In beide gevallen bestaat de basisstroom uit *meerderheidsdragers* (elektronen) die aan het basisgebied toegevoerd moeten worden om de recombinatie van gat-elektronparen aan te vullen en de elektronen te leveren die in emitter en collector worden geïnjecteerd ofwel eraan worden onttrokken. De basisstroom is klein vergeleken met de overeenkomstige emitter- of collectorstroom.

1.5.2. *Een transistormodel voor stationair gedrag* (*dynamisch evenwicht*)

De bovenstaande bespreking doet ons de mogelijkheid aan de hand om de emitter- en collectorstromen te verdelen in twee onafhankelijke componenten. Een dergelijke split-

sing is verantwoord aangezien het verloop en de verdeling van de ladingdragers in de neutrale gebieden door *lineaire* effecten worden beheerst. Precies als bij de diode zijn de enige niet-lineariteiten het gevolg van de reeds bij (1.3) genoemde Boltzmann-factoren, die betrekking hebben op de dragersconcentraties bij de grenzen van de ruimteladingslaag.

Bij deze verdeling worden zowel de emitter- als de collectorstroom opgevat als de som van twee componentstromen. Eén component van de emitterstroom komt overeen met de minderheidsinjectie of -onttrekking bij de emitterjunctie, een factor die door de emitter-basisspanning wordt beheerst. De bijbehorende component van de collectorstroom is het resultaat van minderheidstransport over het basisgebied; ook deze component wordt bepaald door de emitter-basisspanning. Beide componenten zijn onafhankelijk van de collector-basisspanning. Uit een analyse van de transistoropbouw blijkt dat beide deelstromen, die betrekking hebben op de transistorwerking in de *voorwaartsrichting*, worden gegeven door:

$$I_{\mathrm{EF}} = I_{\mathrm{ES}}\{\exp(eU_{\mathrm{EB}}/kT) - 1\} \qquad (1.11a, b)$$
$$I_{\mathrm{CF}} = -\alpha_{\mathrm{bF}} I_{\mathrm{EF}}$$

De term voorwaartsrichting slaat in dit geval niet op de polariteit van de junctiespanning, maar alleen op het feit dat de betreffende stroomcomponenten worden beheerst door de spanning op de emitter-basisjunctie. Men dient goed onderscheid te maken tussen voorwaarts- en doorlaatrichting, precies als tussen omkeerrichting (van de transistor) en tegenrichting (van een junctie).

De andere component van de collectorstroom staat voor de minderheidsinjectie of -onttrekking bij de collectorjunctie; deze wordt bepaald door de collector-basisspanning. De bijbehorende component van de emitterstroom, die weer het resultaat is van transport via de basis, wordt eveneens door de collector-basisspanning bepaald. Deze deelstromen, die dus gelden voor de transistorwerking in de *omgekeerde richting*, worden gegeven door

$$I_{\mathrm{CR}} = I_{\mathrm{CS}}\{\exp(eU_{\mathrm{CB}}/kT) - 1\} \qquad (1.12a, b)$$
$$I_{\mathrm{ER}} = \alpha_{\mathrm{bR}} I_{\mathrm{CR}}$$

De term omkeerrichting slaat in dit geval niet op de polariteit van de junctiespanning (waarvoor we de term sperrichting of tegenrichting prefereren), maar alleen op het feit dat de omkeercomponenten van de stromen worden beheerst door de spanning over de collector-basisjunctie. Men spreekt daarom ook wel van achterwaartse richting.

De polariteiten van spanning en stroom zoals die in deze vergelijkingen zijn gebruikt komen overeen met die in fig. 1.8a.

Uit (1.11) blijkt dat de voorwaartscomponent van de emitterstroom hetzelfde verband vertoont met de emitter-basisspanning als in het geval van een enkele geïsoleerde junctiediode, en verder is het deel van de emitterstroom dat naar de collectorjunctie wordt afgevoerd hierin gedefinieerd door α_{bF}. De coëfficiënt α_{bF}, bekend als de *stroom-*

versterkingsfactor in de voorwaartsrichting (*met kortgesloten uitgang*), ligt in de regel in het gebied van 0,9 à 0,995. De ontwerper heeft de numerieke waarde ervan tot op zekere hoogte in de hand, maar deze blijft altijd iets beneden 1, en wel om de volgende twee redenen:

1. Een klein deel van de gaten die door de emitter in de basis worden geïnjecteerd recombineren binnen het basismateriaal of op het oppervlak ervan vóórdat ze de collector bereiken.

2. Niet alle emitterstroom is het gevolg van gateninjectie in de basis. Zelfs in een goed ontworpen transistor wordt een klein deel van de emitterstroom veroorzaakt door *elektronen* die door de basis *in* de emitter worden geïnjecteerd (zie fig. 1.4). Het ligt voor de hand dat deze ladingdragers niet bijdragen tot de collectorstroom.

De equivalente diodeverzadigingsstroom I_{ES} ligt meestal in het gebied van enkele nA voor silicium transistors tot enkele mA voor de meeste germanium uitvoeringen. De temperatuurafhankelijkheid ervan is gelijk aan die van de verzadigingsstroom van een gewone junctiediode, weergegeven in fig. 1.6.

De interpretatie van het tweede paar vergelijkingen, voor de *omkeer*-componenten van de stroom, is volkomen analoog aan de bovenstaande bespreking. De *stroomversterkingsfactor in de omkeerrichting* (*met kortgesloten ingang*), α_{bR}, kan uiteenlopen van bijna 1 tot veel minder dan 1, afhankelijk van de transistorparameters en -opbouw.

(1.11) en (1.12) kunnen nu gecombineerd worden om de totale emitter- en collectorstromen te leveren:

$$\begin{aligned} I_E &= I_{EF} + I_{ER} = I_{ES}\{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\} - \alpha_{bR} I_{CS}\{\exp(eU_{CB}/kT) - 1\} \\ I_C &= I_{CF} + I_{CR} = -\alpha_{bF} I_{ES}\{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\} + I_{CS}\{\exp(eU_{CB}/kT) - 1\} \end{aligned} \qquad (1.13a, b)$$

Deze vergelijkingen stellen de stationaire *UI*-karakteristieken van een enigszins geïdealiseerde transistor voor. Ze hebben een eenvoudige tegenhanger in de vorm van een vervangingsschema dat doorgaans het Ebers-Moll-model wordt genoemd, waarin alleen afhankelijke generatoren en geïdealiseerde junctiediodes voorkomen, zoals men in fig. 1.8b kan zien. In dit model worden de verschijnselen van injectie of onttrekking bij beide juncties in rekening gebracht door de geïdealiseerde diodes met verzadigingsstromen I_{ES} en I_{CS}, terwijl de effecten van minderheidsdragerstransport over de basis worden voorgesteld door de twee stroomgestuurde afhankelijke stroomgeneratoren. Dit transistormodel is voor velerlei toepassingen bruikbaar, omdat het geldt voor alle spanningspolariteiten die op de juncties aangelegd kunnen worden.

1.5.3. *Dynamische transistormodellen*

De superpositie van onafhankelijke stromen die het Ebers-Moll-model levert, kan ook als basis dienen voor een 'dynamisch' model aan de hand waarvan we een schatting kunnen maken van de kortstondige verschijnselen die zich voordoen bij schakeltoepassingen. Dit dynamische model is gebaseerd op een volstrekte evenredigheid tussen de

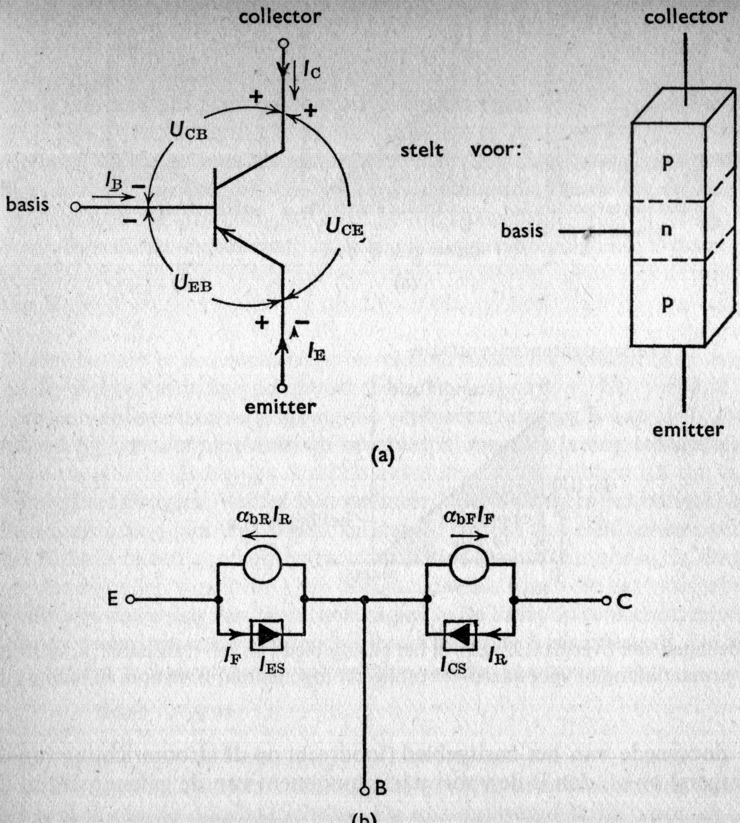
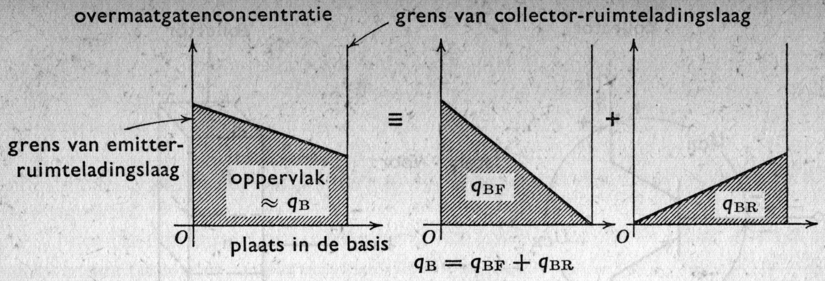
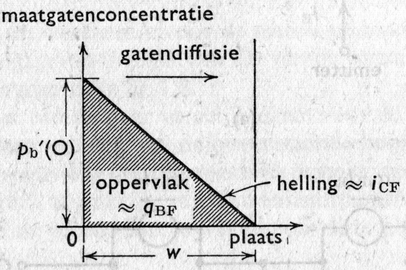


Fig. 1.8a. Definitie van de klemvariabelen van transistors; b. het Ebers-Moll-model.

voorwaarts- of omkeercomponenten van de emitter- en collectorstromen en de overeenkomstige componenten van de overmaatminderheidsopslag in de basis. Dat wil zeggen, we doen alsof de totale *overmaat* gatenlading in de basis q_B is opgebouwd uit twee componenten, q_{BF} en q_{BR}, schematisch weergegeven in fig. 1.9a, waarbij we er verder van uitgaan dat onder stationaire omstandigheden en eveneens onder betrekkelijk langzaam veranderende dynamische omstandigheden, er een directe evenredigheid bestaat tussen de voorwaartscomponent van de basislading en de overeenkomstige component van de collectorstroom. Nauwkeuriger uitgedrukt, de helling van de driehoekige stationaire ladingverdeling in fig. 1.9b is evenredig met het oppervlak onder de verdelingslijn.



(a)



(b)

Fig. 1.9. De verdelingen van overmaatdragers in het basisgebied van een transistor: a. splitsing van de totale overmaatlading in voorwaarts- en omkeercomponenten; b. stroom en lading zijn evenredig.

Stellen we de doorsnede van het basisgebied (loodrecht op de stroomrichting van de minderheidsdragers) op A, dan is de voorwaartscomponent van de gatenopslag in de basis:

$$q_{BF} = e[\tfrac{1}{2}p_b'(0)wA] \tag{1.14a}$$

waarin $p_b'(0)$ de overmaatgatenconcentratie bij de emittergrens voorstelt en w de dikte van het neutrale basisgebied. Verder wordt de voorwaartscomponent van de collectorstroom, dat wil zeggen de diffusiestroom over de basis ten gevolge van de bijna constante concentratiegradiënt $-p_b'(0)/w$, gegeven door

$$I_{CF} = -eAD_B\frac{p_b'(O)}{w} \tag{1.14b}$$

waarin D_B de diffusiestroomcoëfficiënt van minderheidsdragers in de basis is. Dit levert voor de verhouding tussen de voorwaartscomponent van de basislading en de overeenkomstige component van de collectorstroom dus:

$$\frac{q_{BF}}{I_{CF}} = -\frac{w^2}{2D_B} \equiv -\tau_F \tag{1.15a}$$

Deze evenredigheid, die gebaseerd is op de driehoekige *stationaire* ladingverdeling, geldt ook onder dynamische omstandigheden als de verandering van q_{BF} zo langzaam verloopt dat de momentele veranderingen in de ladingsverdeling opgevat mogen worden als een opeenvolging van driehoekige stationaire verdelingen. Aan deze eis wordt bij de meeste dynamische schakeltoepassingen van transistors voldaan.
Voor de omkeercomponenten geldt een analoge evenredigheid. Deze is

$$I_{ER} = -\frac{q_{BR}}{\tau_R} \tag{1.15b}$$

Verder bestaat er een eenduidige betrekking tussen elke component van de basislading en de overeenkomstige component van de *basisstroom*; het verband wordt gegeven door een differentiaalvergelijking die volkomen analoog is aan (1.8). Omdat het basisgebied bij benadering elektrisch neutraal is, moet de lading ten gevolge van de overmaat meerderheidsdragers dezelfde absolute grootte hebben als die van de overmaat minderheidsdragers. Verder kunnen meerderheidsdragers het basisgebied alleen via de basisaansluiting binnenstromen, omdat de stroom van elektronen over de beide juncties althans in een goed ontworpen transistor slechts zeer gering is. Onder dynamische omstandigheden wordt een klein deel van de elektronen die het basisgebied bereiken gebruikt om de opslag van overmaatdragers in de basis op te voeren, terwijl de rest nodig is voor de geringe mate van recombinatie die in de basis optreedt. De voorwaartscomponent van de basisstroom kan derhalve worden geschreven als:

$$-i_{BF} = \frac{dq_{BF}}{dt} + \frac{q_{BF}}{\tau_{BF}} \tag{1.16a}$$

waarin τ_{BF} een parameter is die bepaald wordt door het recombinatieproces in de basis bij werking in de doorlaatrichting. De analoge vergelijking voor de omkeercomponent is

$$-i_{BR} = \frac{dq_{BR}}{dt} + \frac{q_{BR}}{\tau_{BR}} \tag{1.16b}$$

De twee paren vergelijkingen [(1.15) en (1.16)] worden doorgaans de *ladingopslagvergelijkingen* van de transistor genoemd, omdat ze er de nadruk op leggen dat de voorwaartscomponent van de collectorstroom (bijvoorbeeld) wordt beheerst door de voorwaartscomponent van de basislading, die op zijn beurt wordt bepaald door de voorwaartscomponent van de basisstroom. (Deze karakterisering in termen van de verschillende ladingopslagcomponenten in de basis moet gemodificeerd worden als er een aanzienlijke ladingopslag elders in de transistor plaats heeft, bijvoorbeeld in het collectorgebied.)

Onder stationaire omstandigheden moet (1.15) uiteraard overgaan in de betreffende delen van de Ebers-Moll-vergelijkingen. Hiervoor is nodig dat:

$$q_{BF} = \alpha_{bF} I_{ES} \tau_F \{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\} \qquad (1.17a, b)$$
$$q_{BR} = \alpha_{bR} I_{CS} \tau_R \{\exp(eU_{CB}/kT) - 1\}$$

Het is volkomen begrijpelijk dat elke component van de gatenopslag in de basis afhangt van de betreffende junctiespanning via $\{\exp(eU/kT) - 1\}$, omdat elke component van de gatenopslag lineair afhankelijk is van de betreffende grensconcentratie [zoals in (1.14)], en de grensconcentratie is exponentieel afhankelijk van de junctiespanning omdat de Boltzmann-factor bij die junctie erin voorkomt. Uit (1.17) blijkt dat de junctiespanning alleen van teken kan omkeren wanneer de betreffende component van de overmaatgatenopslag in de basis door nul gaat. Bij ons gebruik van de ladingopslagvergelijkingen zullen we dikwijls een beroep doen op dit gegeven.

De ladingopslagvergelijkingen kunnen niet op een eenvoudige manier in de vorm van een vervangingsschema worden gebracht, tenzij we veel dieper ingaan op het inwendige gedrag van de transistor. Er zijn verschillende aspecten van de transistorelektronica waarbij een grondige kennis van het inwendige fysische gedrag vereist is voor een goed begrip van de transistorwerking, en dit, het dynamische gedrag bij de toevoer van grote signalen, is er één van.

1.5.4. *De transistor als versterker*

Bij de meeste toepassingen waarin de transistor als versterker wordt gebruikt, bevindt deze zich in het *actieve gebied*, gedefinieerd door doorlaatvoorspanning over de emitter- en tegenvoorspanning over de collectorjunctie, zoals in fig. 1.10a is getekend. In dit werkgebied zijn de omkeercomponenten van stroom en lading in de regel geheel te verwaarlozen vergeleken met de voorwaartscomponenten, zodat de gatenopslag in de basis het verloop van fig. 1.10b vertoont en het eenvoudige model van fig. 1.10c gebruikt mag worden als benadering van het Ebers-Moll-model.

Uit het model van fig. 1.10c blijkt dat kleine veranderingen in de emitter-basisspanning ten gevolge van het exponentiële verband tussen stroom en spanning tot vrij grote veranderingen in de collectorstroom leiden. Een 10mV-verandering in U_{EB} bijvoorbeeld resulteert in een verandering van ongeveer 50% in I_C. Verder is de verandering van de basisstroom veel kleiner dan die in de bijbehorende collectorstroom. Zoals in fig. 1.10c is aangegeven wordt de verhouding tussen basis- en collectorstroom gegeven door $(1 - \alpha_{bF})/\alpha_{bF}$. Aangezien α_{bF} bijna 1 is, is de basisstroom dus zeer klein ten opzichte van de collectorstroom. Daar zowel de stromen als de spanningen in de emitterbasiskring in grote lijnen onafhankelijk zijn van de precieze waarde van de tegenvoorspanning op de collectorjunctie (althans zolang deze meer dan enkele tienden volt bedraagt), mag de verandering in de belastingsspanning die door de variatie van U_{EB} wordt veroorzaakt zeer hoge waarden aannemen. Met andere woorden, we mogen een grote belastingsweerstand in het collectorcircuit opnemen zonder dat dit invloed heeft

op de collector-stroompulsen die door een gegeven emitter-spanningspuls worden opgewekt. Doordat zodoende betrekkelijk kleine veranderingen in de emitter-basisspanning en basisstroom gepaard gaan met grote fluctuaties van de collectorstroom en belastingsspanning, kan een transistor die zich in het actieve gebied bevindt een grote ver-

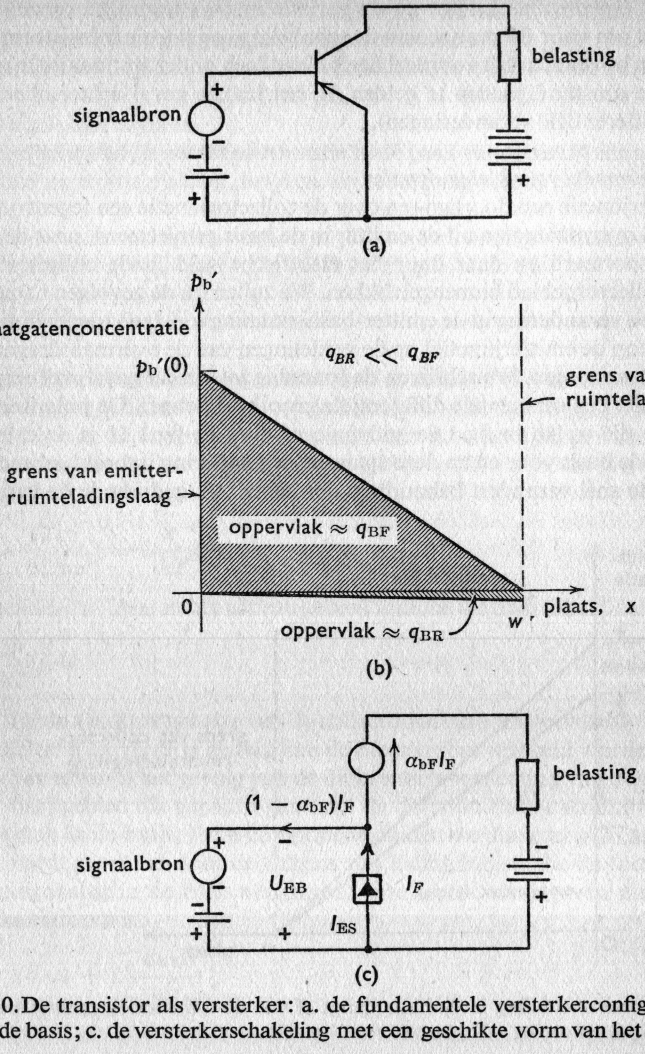


Fig. 1.10. De transistor als versterker: a. de fundamentele versterkerconfiguratie; b. gatenopslag in de basis; c. de versterkerschakeling met een geschikte vorm van het Ebers-Moll-model.

houding tussen belastingsvermogen en ingangsvermogen vertonen. De vermogensversterking(sfactor) van een eentraps-transistorversterker kan gemakkelijk 10^4 bedragen.

Wordt een transistor als versterker ingezet, dan zijn de veranderingen in de emitter-basisspanning dikwijls klein genoeg om de erdoor veroorzaakte stroom- en spanningsveranderingen als *lineair* afhankelijk van de variatie in U_{EB} te mogen opvatten. Dit maakt het gewenst om voor de analyse van de schakeling een lineair transistormodel te gebruiken, dat dan bovendien het voordeel heeft niet alleen onder stationaire maar ook onder dynamische omstandigheden te gelden, in het laatste geval echter alleen voor kleine signalen (differentiële veranderingen).

1.5.5. *Een transistormodel voor kleine signalen*

Als over de emitterjunctie een doorlaat- en over de collectorjunctie een tegenvoorspanning staat worden overmaatgaten uit de emitter in de basis geïnjecteerd, naar de collectorjunctie getransporteerd en daar door het elektrische veld in de collectorruimteladingslaag het collectorgebied binnengetrokken. We zullen nu de gevolgen nagaan van een kleine positieve verandering in de emitter-basisspanning u_{EB} (een toeneming van de doorlaatspanning op de emitterjunctie) op de verdelingen van de overmaatdragers in de basis, en op de klemstromen. We schrijven de spanning u_{EB} in dit geval met een kleine letter omdat het hier een momentele differentiële grootheid betreft. De polariteiten komen overeen met die welke in fig. 1.8a gedefinieerd zijn. In fig. 1.11 is de overmaatgatenverdeling in de basis vóór en na deze spanningsverandering in beeld gebracht. Als de spanning niet te snel verandert behoudt de verdeling ook gedurende de variatie de

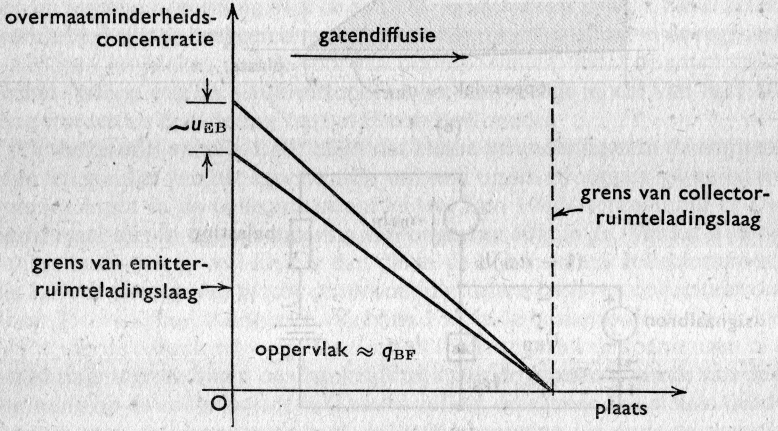


Fig. 1.11. De minderheidsverdeling in de basis hangt af van de differentiële emitter-basisspanning.

driehoekige vorm. In deze tekening is te zien dat de verhoging met u_{EB} drie gevolgen met zich meebrengt:

1. De gatenconcentratie in de basis neemt toe, doordat de gatenconcentratie bij de emittergrens van de basis stijgt. Omdat de elektrische neutraliteit bewaard blijft, moet er een tijdelijke component van de basisstroom vloeien om de extra elektronen (meerderheidsdragers) voor de opslag in de basis te leveren.

2. Vanwege de toeneming van de overmaatdragersopslag in de basis treedt in dit gebied nu meer recombinatie op. De basisstroom moet zodoende toenemen om de extra recombinatie aan te vullen.

3. De stijging van de gatenconcentratie in de basis veroorzaakt een steiler verloop van de gatenconcentratiegradiënt, hetgeen een toeneming van de collectorstroom ten gevolge heeft.

Bij kleine veranderingen in u_{EB} zijn de overeenkomstige veranderingen van collector- en basisstroom rechtevenredig met u_{EB}. Er geldt dan dus

$$-i_{\mathrm{C}} = g_{\mathrm{m}} u_{\mathrm{EB}} \tag{1.18}$$

De evenredigheidsconstante g_{m} noemt men de *steilheid* van de transistor; de waarde ervan kan direct afgelezen worden uit de hellingverandering in fig. 1.11. Een andere mogelijkheid is om de voorwaartscomponent van de vergelijkingen die het Ebers-Moll-model beschrijven, in het bijzonder verg. 1.11b, te differentiëren [als we aannemen dat $\exp(eU_{\mathrm{EB}}/kT) \gg 1$]:

$$g_{\mathrm{m}} = -\frac{\mathrm{d}I_{\mathrm{CF}}}{\mathrm{d}U_{\mathrm{EB}}} = -\frac{e}{kT} I_{\mathrm{CF}} \tag{1.19a}$$

Doordat $|I_{\mathrm{CF}}| \gg |I_{\mathrm{CR}}|$ in het actieve gebied kunnen we de steilheid dus schrijven als:

$$g_{\mathrm{m}} = \frac{e}{kT} |I_{\mathrm{C}}| \tag{1.19b}$$

waarin $|I_{\mathrm{C}}|$ de absolute grootte van de collectorruststroom voorstelt.

Zoals hierboven reeds is gesteld kan de basisstroom verdeeld worden in twee componenten. Eén ervan is het gevolg van de differentiële toeneming van de recombinatie binnen het basisgebied die gepaard gaat met de differentiële toeneming van de overmaatladingopslag in de basis. Deze component duiden we aan met $g_{\pi} u_{\mathrm{EB}}$. De tweede component wordt gevormd door de stroom van ladingdragers die de toeneming van overmaatladingopslag in de basis verzorgen, deze wordt aangegeven met $C_{\mathrm{b}} \mathrm{d}u_{\mathrm{EB}}/\mathrm{d}t$. De totale basisstroom is:

$$-i_{\mathrm{B}} = g_{\pi} u_{\mathrm{EB}} + C_{\mathrm{b}} \frac{\mathrm{d}u_{\mathrm{EB}}}{\mathrm{d}t} \tag{1.20}$$

De toeneming van de recombinatie in de basis is volgens (1.16a) $-dI_{BF} = dq_{BF}/\tau_{BF}$, en gezien (1.15a) geldt $dq_{BF} = -\tau_F dI_{CF}$. Dit levert:

$$g_\pi = -\frac{dI_{BF}}{dU_{EB}} = -\frac{\tau_F}{\tau_{BF}}\frac{dI_{CF}}{dU_{EB}} = g_m\left(\frac{\tau_F}{\tau_{BF}}\right) \tag{1.21a}$$

en

$$C_b = \frac{dq_{BF}}{dU_{EB}} = -\tau_F\frac{dI_{CF}}{dU_{EB}} = \tau_F g_m \tag{1.21b}$$

zodat C_b en g_π beide dezelfde evenredigheid vertonen met de collectorruststroom als g_m.

Aangezien de ladingen en stroom in de transistor althans globaal gezien over een groot bereik onafhankelijk zijn van de differentiële component van de tegenspanning over de collectorjunctie, kunnen we aan de hand van (1.20) en (1.21) het in fig. 1.12 afgebeelde eenvoudige differentiële model opstellen. Dit model beschrijft de voornaamste versterkingseffecten van de transistor voor zowel stationaire als dynamische omstandigheden, in dit laatste geval alleen voor kleine signalen. Het is bruikbaar voor alle frequenties waarbij het geheel een merkbare stroomversterking levert.

Als de belastingsimpedantie van de versterker zodanig is dat de differentiële spanningsversterking van de transistor groot is (omstreeks 10^3), moet het bovenstaande model enigszins gemodificeerd worden in verband met een secundair effect, te weten de *basisdiktemodulatie*. Deze is het gevolg van het feit dat de dikte van de collector-ruimteladingslaag mede afhangt van de collectorvoorspanning, waardoor ook de basisdikte een spanningsafhankelijkheid vertoont. Fig. 1.13 geeft een beeld van de gevolgen van de basisdiktemodulatie welke door een kleine verhoging van de collectorvoorspanning optreedt. Het is duidelijk dat de verandering in de collectorjunctiespanning drie gevolgen heeft:

1. De collectorstroom verandert doordat de helling van de minderheidsverdeling in de basis verandert.

2. De verandering in de ladingopslag binnen de basis moet vergezeld gaan van een

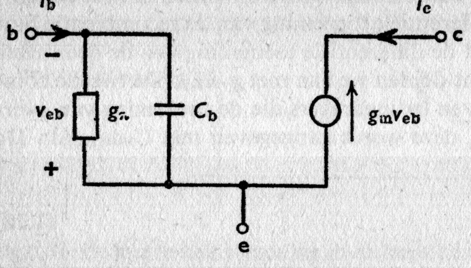


Fig. 1.12. Globaal model voor kleine signalen.

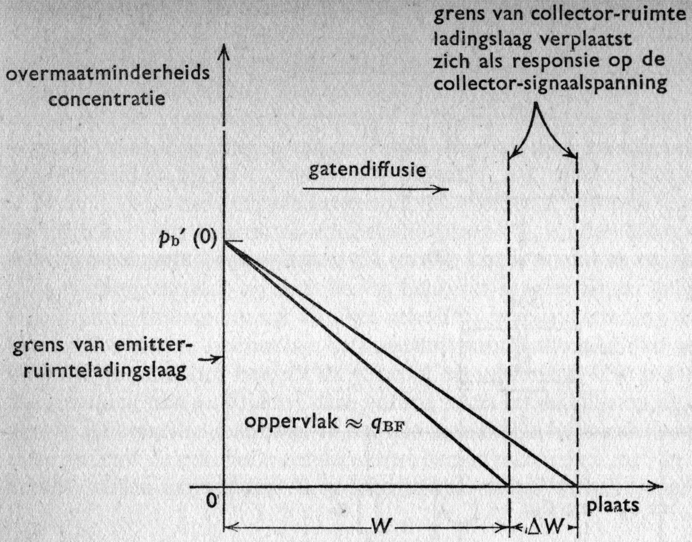


Fig. 1.13. De gevolgen van basisdiktemodulatie.

tijdelijke basisstroomcomponent die de extra opgeslagen meerderheidsdragers moet toevoeren.

3. De component van de basisstroom die nodig is om de recombinatie aan te vullen verandert als gevolg van het verschil in ladingopslag binnen de basis.

Deze veranderingen worden in het model in rekening gebracht door de toevoeging van twee conductancties, g_o en g_μ en de condensator C_d, op de wijze van fig. 1.14a. Omdat $\Delta w/\Delta U_{CE}$ zeer klein is, zijn g_o en g_μ beide zeer klein vergeleken met g_m, terwijl C_d een veel lagere capaciteit heeft dan C_b. Dit houdt in dat deze elementen het circuitgedrag alleen merkbaar beïnvloeden als de spanningsversterking groot is. Aangezien de opgeslagen overmaatlading en de hellingverandering beide evenredig zijn met $p_b(0)$ (zie fig. 1.13), vertonen de parameters g_o, g_μ en C_d dezelfde evenredigheid met I_C als g_m [zie (1.14) en (1.19)].

Om nu het transistormodel voor kleine signalen volledig te maken moeten we nog de capaciteiten in rekening brengen van de ruimteladingslagen van de collector- en emitter-junctie, en wel op de manier van fig. 1.14b.

Tenslotte moeten we ook nog de spanningsval in het basisgebied opnemen die het gevolg is van de transversale stroom van meerderheidsdragers in de basis, evenwijdig aan de juncties. In veel gevallen krijgt men al een voldoende nauwkeurig resultaat door eenvoudig een serieweerstand aan de basisaansluiting toe te voegen, maar voor sommige toepassingen is een π-netwerk van een serieweerstand, een shuntweerstand en een con-

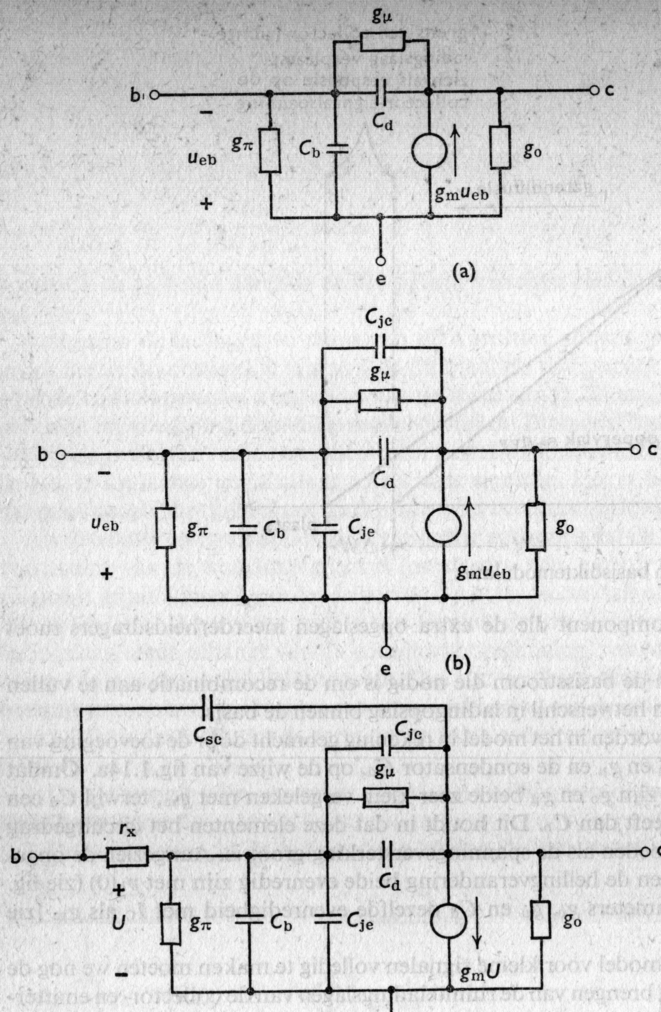
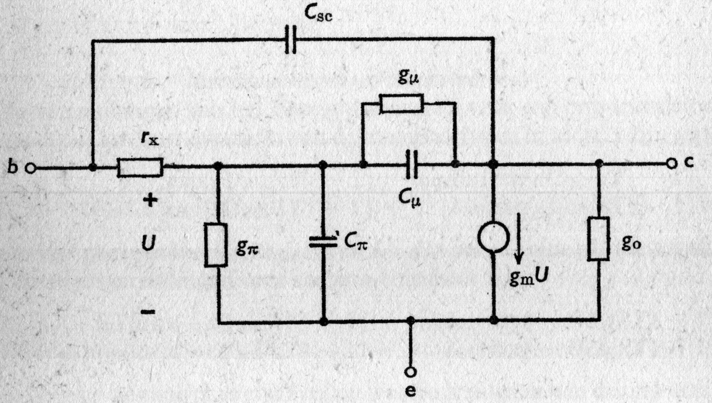


Fig. 1.14. De ontwikkeling van een klein-signaalmodel voor de transistor: a. model dat de basisdiktemodulaties in rekening brengt; b. model waaraan de capaciteiten van de ruimteladingslagen zijn toegevoegd; c. model waarin ook de capaciteiten van basisweerstand en de ruimteladingslaag zijn opgenomen.

densator vereist. Wel maken de transversale spanningsvallen in de basis het dikwijls noodzakelijk om de ruimteladingscapaciteit van de collectorjunctie in twee componenten te splitsen: één die via de basisweerstand of -impedantie wordt opgeladen en een tweede (de capaciteit van de zogenaamde *overlapdiode*) waarvoor dit niet geldt. De verdeling van de totale waarde over deze beide condensators wordt in de allereerste plaats bepaald door de geometrie van de transistor, zoals men wel kan inzien aan de hand van bijvoorbeeld fig. 1.7.

In fig. 1.14c is het aldus verkregen model afgebeeld, compleet met basisweerstand r_x, de capaciteit van de emitter-ruimteladingslaag C_{je}, en de beide componenten van de collector-ruimteladingscapaciteit C_{jc} en C_{sc}. Let er op dat de spanning die de afhankelijke stroomgenerator bij de collector beheerst, nu niet langer gelijk is aan de differentiële emitter-basisspanning. Om het geheel in overeenstemming te brengen met de gebruikelijke notatie hebben we de polariteit van de afhankelijke generator en de spanning die de generator bepaalt omgekeerd, en verder een U in plaats van u gebruikt om die spanning aan te duiden; deze notatie heeft betrekking op de complexe amplitude van de differentiële spanning. In fig. 1.15 tenslotte is het model nogmaals weergegeven, maar nu met de parallelle condensators samengevoegd en met de notatie die we in het vervolg zullen aanhouden. Eronder zijn een aantal typische waarden vermeld voor de



$r_x = 50\,\Omega$
$r = 1/g = 1200\,\Omega$
$C_\pi = 200$ pF
$C_\mu = 5$ pF

$r_\mu = 1/g_\mu = 1$ MΩ
$g_m = 0{,}08\,\Omega^{-1}$
$r_o = 1/g_o = 12$ kΩ
$C_{sc} = 3$ pF

Fig. 1.15. Het klein-signaaltransistormodel met de waarden van de elementen, in het werkpunt $I_C = 2$ mA, $U_{CE} = 5$ V.

elementen in het model; ze gelden voor een silicium transistor voor kleine signalen bij een werkpunt van $I_C = 2$ mA en $U_{CE} = 5$ V.

Dit model voor kleine signalen, dat in de regel het *hybride-π-model* wordt genoemd, geeft een zeer nauwkeurig beeld van het differentiële gedrag van een transistor bij alle frequenties waarvoor het geheel een redelijke versterking levert. Ofschoon het op het eerste gezicht nogal ingewikkeld lijkt, zal in hfdst. 3 blijken dat het gebruik ervan voor de meeste toepassingen nogal meevalt, omdat het slechts zelden nodig is om de invloeden van alle elementen ervan bij een gegeven probleem in rekening te brengen.

Tot besluit merken we nog op dat de standaardnotatie voor de hybride-π-parameters, $r_{b'e}$ etc., wel praktisch is voor een algemene bespreking omdat de notatie de plaats van het element in het model aangeeft, maar voor de analyse van schakelingen nogal onhandig wordt (in verband met de dubbele indices met accenten). We prefereren daarom de volgende notatie, waarin alleen enkele indices worden gebruikt:

$$r_x = r_{bb'} \qquad r_\mu = r_{b'c}$$
$$r_\pi = r_{b'e} \qquad C_\mu = C_{b'c}$$
$$C_\pi = C_{b'e} \qquad r_o = r_{ce}$$

2. TRANSISTORMODELLEN EN *UI*-KARAKTERISTIEKEN

2.1. INLEIDING

Dit hoofdstuk is gewijd aan een bespreking van het (niet-lineaire) Ebers-Moll-transistormodel, zoals dat in par. 1.5.2 is beschreven. We zullen de karakteristieken ervan vergelijken met die welke aan echte transistors worden opgemeten, en laten zien hoe de vier parameters in de Ebers-Moll-vergelijkingen, α_{bF}, α_{bR}, I_{ES} en I_{CS} bepaald kunnen worden aan de hand van de gemeten curven of door de fabrikant verstrekte technische gegevens. Vervolgens zullen we een tweede niet-lineair model afleiden, dat het *ideale diodemodel* wordt genoemd. Dit is wat eenvoudiger dan het Ebers-Moll-model, maar het geeft een overeenkomstig grovere benadering van het transistorgedrag. We willen er reeds nu op wijzen dat beide niet-lineaire modellen slechts binnen een beperkt frequentiegebied gelden; nauwkeuriger gezegd alleen bij frequenties die zo laag zijn dat dynamische verschijnselen binnen de transistor buiten beschouwing mogen blijven.

2.2. HET EBERS-MOLL-MODEL

2.2.1. *Sturing door klemspanningen (of diodestromen)*

De vergelijkingen van het Ebers-Moll-model voor een pnp-transistor, zoals die aan de hand van een kort overzicht van de transistorfysica in hfdst. 1 zijn gepostuleerd, zijn:

$$I_E = I_{ES}\{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\} - \alpha_{bR} I_{CS}\{\exp(eU_{CB}/kT) - 1\} \qquad (2.1)$$

$$I_C = -\alpha_{bF} I_{ES}\{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\} + I_{CS}\{\exp(eU_{CB}/kT) - 1\} \qquad (2.2)$$

De vier parameters α_{bF}, α_{bR}, I_{ES} en I_{CS} zijn per definitie positieve getallen. De overeenkomstige betrekkingen voor een npn-transistor zijn:

$$I_E = -I_{ES}\{\exp(-eU_{EB}/kT) - 1\} + \alpha_{bR} I_{CS}\{\exp(-eU_{CB}/kT) - 1\} \qquad (2.1a)$$

$$I_C = \alpha_{bF} I_{ES}\{\exp(-eU_{EB}/kT) - 1\} - I_{CS}\{\exp(-eU_{CB}/kT) - 1\} \qquad (2.2a)$$

In de rest van deze paragraaf zullen we steeds uitgaan van de pnp-transistor. De bespreking geldt uiteraard voor beide transistoruitvoeringen, alleen moet men in het geval van een npn-transistor de betreffende veranderingen in het teken aanbrengen in de vergelijkingen, waartoe (2.1), (2.1a), (2.2) en (2.2a) alle benodigde gegevens verstrekken.

Het model dat met (2.1) en (2.2) overeenkomst is afgebeeld in fig. 2.1a (een herhaling van fig. 1.8). Hoewel de vergelijkingen zijn geschreven met de klemspanningen U_{EB} en U_{CB} als onafhankelijke variabelen, worden in het model de afhankelijke bronnen gestuurd door de *diode*stromen, teneinde een lineaire voorstelling mogelijk te maken.

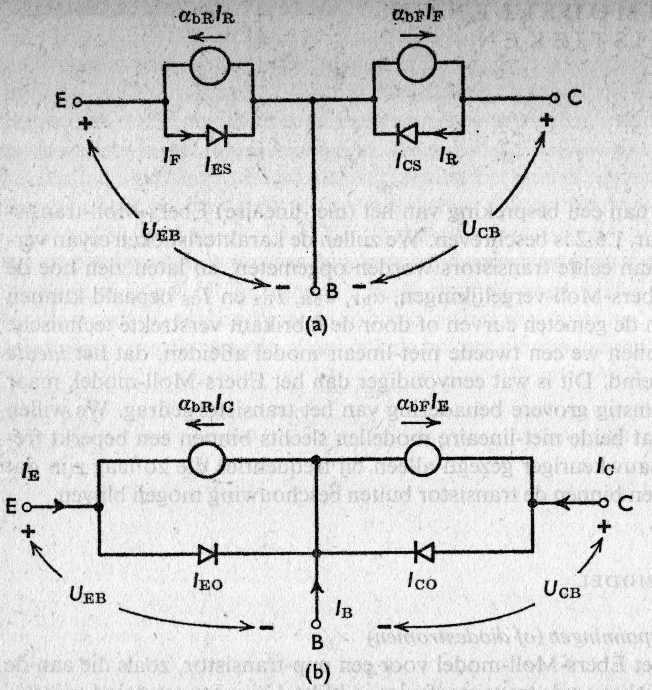


Fig. 2.1. Het Ebers-Moll-model: a. model met afhankelijke generators die door diodestromen worden gestuurd: b. model dat door klemstromen wordt gestuurd.

Het verband tussen de diodestromen en de klemspanningen is gegeven in (1.11) en (1.12). Uit het model en ook uit (2.1) en (2.2) blijkt dat I_{ES} de verzadigingsstroom van de emitterdiode in de omkeerrichting is wanneer de collectoraansluiting kortgesloten is met de basis ($U_{CB} = 0$), terwijl I_{CS} de collector-verzadigingsstroom is als de emitter kortgesloten is met de basis.

De vier parameters in de voorgaande vergelijkingen, α_{bF}, α_{bR}, I_{ES} en I_{CS} zijn niet onafhankelijk van elkaar. Dit is gemakkelijk aan te tonen door na te gaan welke gevolgen het aanleggen van een zeer kleine gelijkspanning op de transistor heeft. Onder deze omstandigheden kunnen we (2.1) en (2.2) door reeksontwikkeling vereenvoudigen tot:

$$I_E = I_{ES}\left(\frac{e}{kT}\right)U_{EB} - \alpha_{bR}I_{CS}\left(\frac{e}{kT}\right)U_{CB} \tag{2.3}$$

$$I_C = -\alpha_{bF}I_{ES}\left(\frac{e}{kT}\right)U_{EB} + I_{CS}\left(\frac{e}{kT}\right)U_{CB} \tag{2.4}$$

Het is, op fysische gronden, aannemelijk dat de transistor nu precies moet reageren als een eenvoudig stuk resistief materiaal met drie aansluitingen. Onder deze omstandigheden moet het dus alle eigenschappen van een dergelijk element vertonen, met name de eigenschap van reciprociteit. Daaruit volgt dan dat:

$$\alpha_{bR} I_{CS} = \alpha_{bF} I_{ES} \tag{2.5}$$

2.2.2. *Sturing door klemstromen*

Het is in veel gevallen gewenst om over een andere vorm van het Ebers-Moll-model te beschikken, waarbij de afhankelijke bronnen worden gestuurd door *klem*stromen in plaats van *diode*stromen. Om dit model te bepalen moeten we eerst (2.1) en (2.2) zo schrijven dat de klemstromen er direct als parameters in voorkomen. Hiertoe veranderen we eerst de parameter in (2.1) van de klemspanning U_{CB} in de klemstroom I_C, door $I_{CS}\{\exp(eU_{CB}/kT) - 1\}$ uit (2.2) te substitueren en nieuwe verzadigingsstromen te definiëren (eveneens positieve getallen):

$$I_{EBO} = I_{ES}(1 - \alpha_{bF}\alpha_{bR}) \tag{2.6}$$

$$I_{CBO} = I_{CS}(1 - \alpha_{bF}\alpha_{bR}) \tag{2.7}$$

Dit levert dan voor I_E:

$$I_E = -\alpha_{bR} I_C + I_{EBO}\{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\} \tag{2.8}$$

Een overeenkomstige verandering van parameter in (2.2) van U_{EB} en I_E krijgen we door substitutie van (2.1) en (2.7):

$$I_C = -\alpha_{bF} I_E + I_{CBO}\{\exp(eU_{CB}/kT) - 1\} \tag{2.9}$$

Het model dat met (2.8) en (2.9) overeenkomt is in fig. 2.1b in beeld gebracht. Uit de figuur en ook uit (2.8) en (2.9) blijkt dat I_{EBO} de verzadigingsstroom van de emitterdiode in de tegenrichting is als de collector niet-aangesloten is ($I_C = 0$), terwijl I_{CBO} de verzadigingsstroom in de tegenrichting is van de collectordiode als de emitter niet-aangesloten is.

De twee in fig. 2.1 afgebeelde modellen zijn uiteraard volkomen equivalent. Het belangrijkste onderscheid ertussen is dat de afhankelijke bronnen in fig. 2.1b door de *klemstromen* worden gestuurd, terwijl ze in fig. 2.1a worden gestuurd door de *klemspanningen*, of, wat op hetzelfde neerkomt, door de *diodestromen*. In het vervolg van dit boek zullen beide modellen bij de analyse van schakelingen worden gebruikt. Het punt waar het bij de keuze ertussen op aankomt is of het externe circuit de *klemspanning* wil beperken of de *klemstromen*.

2.2.3. *Werkgebieden*

Het Ebers-Moll-model beschrijft het gedrag van de klemvariabelen bij willekeurige voorspanningen. Dat wil zeggen, over één of over beide juncties mag een doorlaat- of

een tegenvoorspanning staan. Dikwijls kunnen we de berekening van een schakeling vereenvoudigen door de transistorwerking te verdelen in vier globaal gescheiden gebieden, en voor elk apart een geschikt vereenvoudigd model te ontwikkelen. De werktoestanden of -gebieden van de transistor worden bepaald door de voorspanningen over de beide juncties. Omdat elke junctie zowel een doorlaat- als een tegenvoorspanning kan vertonen zijn er vier combinaties mogelijk.

1. *Het afsnijgebied.* Het werkgebied waarin de transistor zich bevindt als over beide juncties een tegenvoorspanning staat wordt het afsnijgebied genoemd. Uit (2.1) en (2.2) blijkt dat de klemstromen daarin constant zijn en in grote trekken onafhankelijk van de absolute waarde van de tegenvoorspanningen, zolang deze maar meer dan enkele kT/e bedragen. Het model voor deze situatie is in fig. 2.2a afgebeeld. Bij de afleiding ervan hebben we gebruik gemaakt van de reciprociteitsbetrekking, (2.5).

2. *Het actieve gebied.* De transistor bevindt zich in het actieve gebied als over de emitterjunctie een doorlaatvoorspanning staat en over de collectorjunctie een tegenvoorspanning. We zijn deze situatie al tegengekomen in hfdst. 1, bij de afleiding van differentiële modellen die een beeld moesten geven van *kleine* fluctuaties binnen dit gebied. Als de tegenvoorspanning over de collectorjunctie meer dan enkele kT/e wordt mogen we (2.9), de *UI*-vergelijking van de uitgangskring voor grote signalen, schrijven als:

$$I_C = -\alpha_{bF} I_E - I_{CBO} \qquad (2.10)$$

De combinatie van deze vergelijking met (2.1) wordt voorgesteld door het model voor het actieve gebied in fig. 2.2b. In veel gevallen is de stroombron die in het model parallel staat met de ideale diode te verwaarlozen, omdat de waarde ervan klein is vergeleken met typische emitterstromen in het actieve gebied.

3. *Het inverse gebied.* Als over de collectorjunctie een doorlaatvoorspanning en over de emitterjunctie een tegenvoorspanning is aangelegd, bevindt de transistor zich in het inverse gebied. Het gedrag ervan komt dan in grote trekken overeen met dat in het actieve gebied, met dit verschil dat de rollen van collector en emitter verwisseld zijn. Het bijbehorende model is in fig. 2.2c afgebeeld. In de regel is α_{bR} aanzienlijk kleiner dan α_{bF}.

4. *Het verzadigingsgebied.* Dit gebied wordt begrensd door doorlaatvoorspanning over beide juncties. Voor deze situatie is geen vereenvoudiging van het model mogelijk, zodat we alleen kunnen kiezen uit de complete modellen van fig. 2.1.

2.2.4. *Vergelijking van de karakteristieken van het Ebers-Moll-model en gemeten karakteristieken* (*gemeenschappelijke-basisschakeling*)

We willen nu de curven welke worden voorspeld door het Ebers-Moll-model vergelijken met karakteristieken zoals die in de praktijk aan transistors zijn gemeten. We beginnen met de vergelijking voor de gemeenschappelijke-basisconfiguratie, omdat de Ebers-Moll-vergelijkingen in deze vorm het gemakkelijkst te begrijpen zijn. De gemeenschappelijke-basiskarakteristieken worden meestal weergegeven met de stuur-

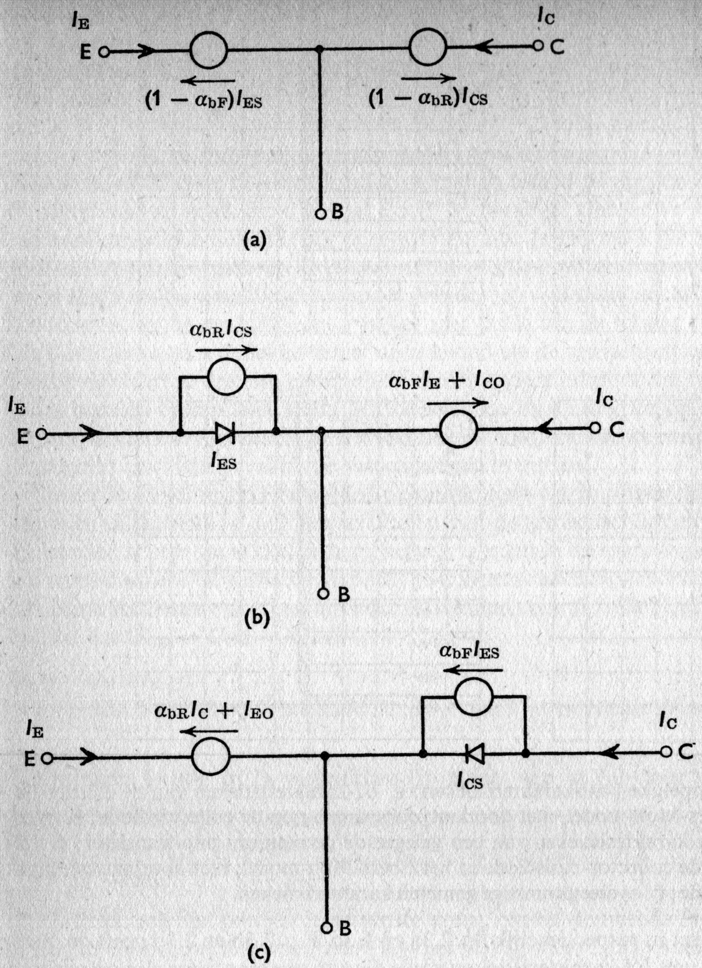


Fig. 2.2. Vereenvoudigde Ebers-Moll-modellen: a. afsnijgebied; b. (normale) actieve gebied; c. inverse gebied.

stroom als parameter. Voor de ingangskarakteristieken bijvoorbeeld zetten we I_E uit tegen U_{EB} met I_C als de parameter. We moeten in dit geval dus (2.8) en (2.9) gebruiken, want die geven het beste beeld van het Ebers-Moll-model in deze situatie.

De gemeenschappelijke-basiskarakteristieken die door deze vergelijkingen worden

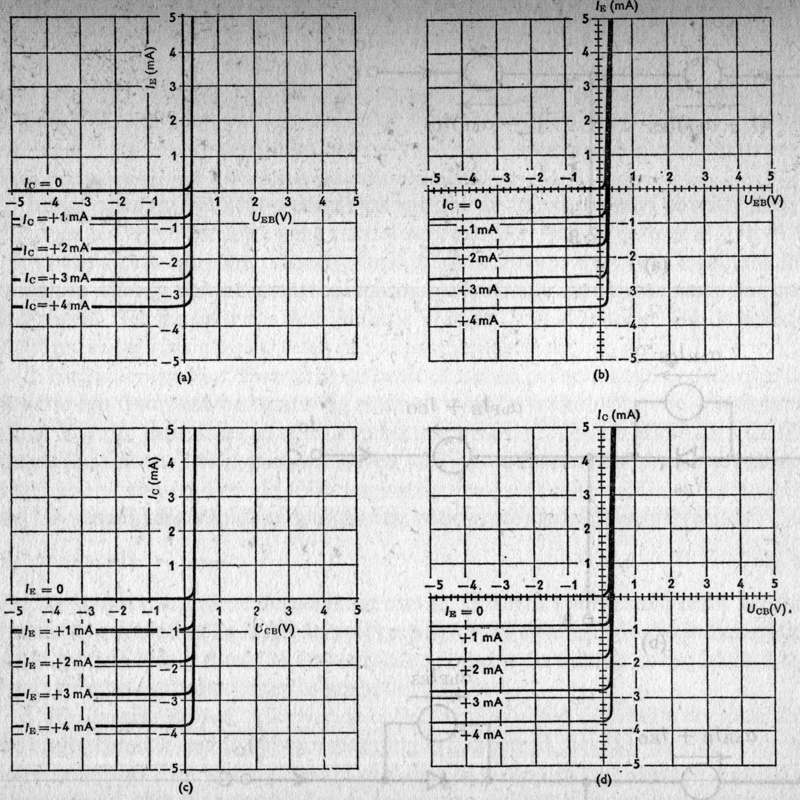


Fig. 2.3. Gemeenschappelijke-basiskarakteristieken: a. *UI*-karakteristieken van de emitter-basisdiode van het Ebers-Moll-model, met doorlaatvoorspanning op de collectordiode; b. overeenkomstige gemeten karakteristieken van een gelegeerde germanium pnp-transistor; c. *UI*-karakteristieken van de collector-basisdiode in het Ebers-Moll-model, met doorlaatvoorspanning op de emitterdiode; d. overeenkomstige gemeten karakteristieken.

voorspeld zijn uitgezet in respectievelijk fig. 2.3a en 2.3c. Fig. 2.3b en 2.3d geeft de overeenkomstige schaar van *UI*-karakteristieken zoals die aan een transistor zijn opgemeten en rechtstreeks van de opnemer zijn gefotografeerd. Bij vergelijking blijkt de algemene vorm van de Ebers-Moll-krommen zeer goed overeen te komen met de gemeten karakteristieken.

Let er op dat de grafieken geen compleet beeld geven. In de fig. 2.3a en 2.3b, bijvoorbeeld, zijn de karakteristieken voor negatieve collectorstroom niet opgenomen. De in dit werkgebied gemeten krommen zouden de vorm aannemen van een oninteressante rij

puntjes in het eerste kwadrant, tussen de weergegeven karakteristiek en de verticale as. Er zou geen lijn te zien zijn omdat bij een gelijkblijvende I_C een geringe verandering in I_E al een uitslag van de collectorspanning van nul naar de maximale toelaatbare U_{CB} veroorzaakt.

2.2.5. *Vergelijking van de gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken*

Als tweede willen we nu een vergelijking maken tussen de gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken zoals die door het Ebers-Moll-model worden voorspeld en een gemeten karakteristiekenschaar voor deze configuratie. In theorie is het niet nodig om de gemeenschappelijke-basis- en de gemeenschappelijke-emitterscharen beide te vergelijken, want elke karakteristiekenschaar moet immers een volledige beschrijving van de transistor leveren. In de praktijk echter is het zeer lastig om de schaar van gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken direct af te leiden uit de gemeenschappelijke-basisschaar, omdat de daartoe vereiste manipulatie onder andere inhoudt dat men dan het verschil moet bepalen tussen twee bijna gelijke stromen bij emitter en collector, om de basisstroom te vinden. Het resultaat is noodzakelijkerwijs onnauwkeurig, zodat het verstandigste lijkt om in dit geval beide vergelijkingen te treffen.

De eerder beschreven Ebers-Moll-vergelijkingen waren opgesteld voor een pnp-transistor en uitgedrukt in de klemvariabelen van de gemeenschappelijke-basisschakeling. Ze kunnen echter gemakkelijk herschreven worden in de spannings- en stroomvariabelen zoals die voor de gemeenschappelijke-emitterschakeling gelden, op de wijze van fig. 2.4. Eerst moeten we dan een uitdrukking vinden voor I_B, met behulp van (2.1), (2.2) en het feit dat $U_{CB} = U_{CE} - U_{BE}$.

$$I_B = -I_E - I_C =$$
$$= -I_{ES}(1-\alpha_{bF})\{\exp(-eU_{BE}/kT)-1\} - I_{CS}(1-\alpha_{bR})\{\exp[e(U_{CE}-U_{BE})/kT]-1\} \tag{2.11}$$

We kunnen I_C ook in I_B uitdrukken (in plaats van in I_E) door de substitutie $I_E = -I_C - I_B$ in (2.9):

$$I_C = \left(\frac{\alpha_{bF}}{1-\alpha_{bF}}\right)I_B + \frac{I_{CBO}}{1-\alpha_{bF}}[\exp(e(U_{CE} - U_{BE})/kT) - 1] \tag{2.12}$$

(2.12) heeft nog niet precies de gewenste vorm, omdat de tweede ingangsvariabele U_{BE} er nog in voorkomt. Als we echter U_{BE} met behulp van (2.11) zouden elimineren wordt het resultaat zo ingewikkeld dat de interpretatie ervan bijzonder lastig wordt.

De krommen die met deze vergelijkingen overeenkomen, zijn weergegeven in fig. 2.5. In (2.11) zien we dat voor U_{BE} groter dan $4kT/e$, (0,1 volt), de eerste term een constante wordt. Onder deze omstandigheden wordt het verband tussen I_B en U_{BE} gegeven door de vergelijking van de ideale diode, (1.7), behalve dat bij de spanning in de exponent de waarde van U_{CE} opgeteld moet worden. Als $(U_{CE} - U_{BE})$ lager (meer negatief) is dan $-0{,}1$ V, wordt de tweede term in (2.11) praktisch een constante, zodat de betrekking

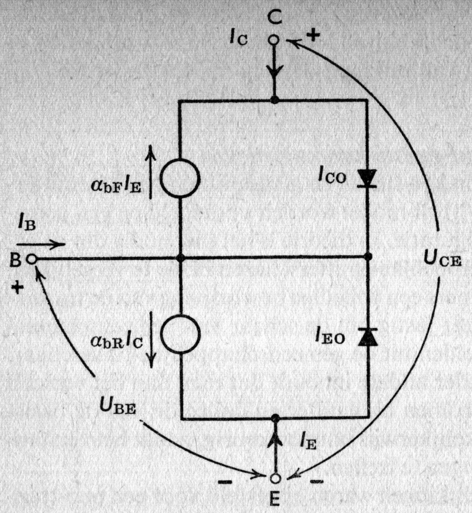


Fig. 2.4. Het Ebers-Moll-model met de variabelen van de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie.

ook in dit geval overgaat in een eenvoudige diodevergelijking. Dit verklaart de vorm van de zogenaamde ingangscurven, die in fig. 2.5a zijn afgebeeld.

De uitgangscurven komen bij werking van de transistor in het actieve gebied zonder meer overeen met (2.12). Voor een pnp-transistor wordt de exponentiële factor in (2.12) als $(U_{CE} - U_{BE}) < -0{,}1$ V bij benadering nul, zodat we de vergelijking kunnen vereenvoudigen tot:

$$I_C = \left(\frac{\alpha_{bF}}{1 - \alpha_{bF}}\right) I_B - \left(\frac{I_{CBO}}{1 - \alpha_{bF}}\right) \tag{2.13}$$

De vorm van de curven in het grootste deel van het derde kwadrant van fig. 2.5c is nu eenvoudig af te lezen uit de vergelijking.

Let op het belangrijke aspect dat als U_{BE} negatief is en $(U_{CE} - U_{BE}) < -0{,}1$ V, hetgeen voor deze pnp-transistor betekent dat hij zich in het derde kwadrant (actieve gebied) bevindt, de ingangskarakteristieken nagenoeg onafhankelijk zijn van de uitgangsspanning en -stroom. In de voorstelling van fig. 2.5 moet U_{CE} meer dan 0,2 à 0,3 V negatief zijn en U_{BE} 0,1 à 0,2 V negatief (doorlaatvoorspanning over de emitterdiode) om aan de bovenstaande voorwaarde te voldoen. We concluderen uit fig. 2.5 dat *de ingangskarakteristieken nagenoeg onafhankelijk zijn van de uitgangsspanning en -stroom wanneer de transistor zich in het actieve gebied bevindt*. Dit feit maakt voorspanningsberekeningen in het actieve gebied zeer eenvoudig, omdat het onder deze omstandigheden niet

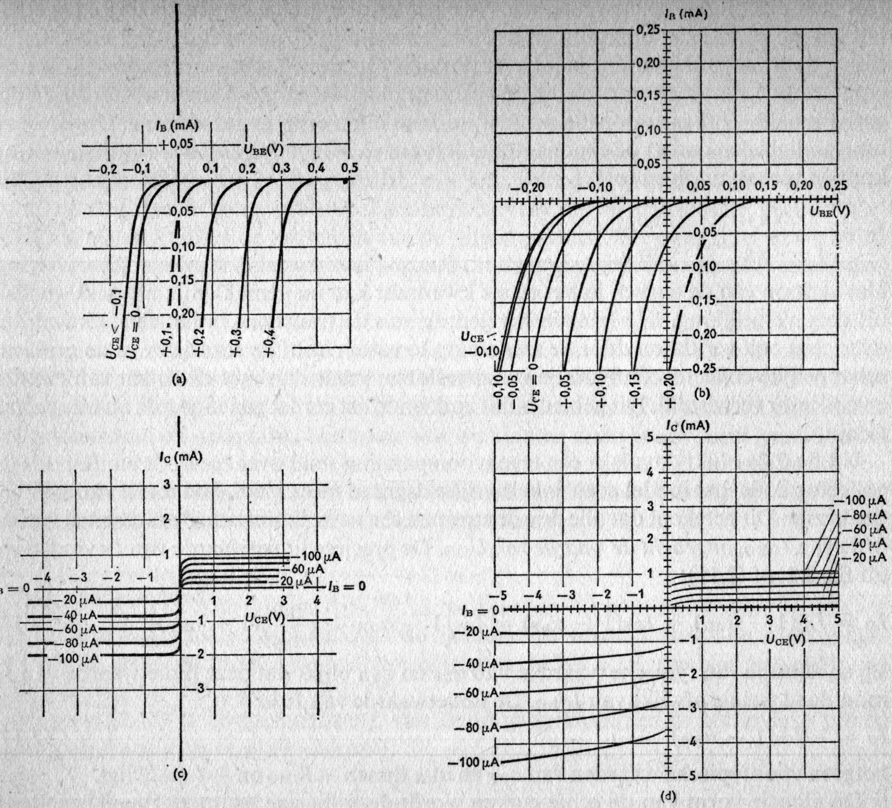


Fig. 2.5. Gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken: a. Ebers-Moll-ingangscurven; b. gemeten ingangscurven; c. Ebers-Moll-uitgangscurven; d. gemeten uitgangscurven.

nodig is om de belastingslijnen van de ingangs- naar de uitgangskarakteristieken over te brengen om het werkpunt te vinden.

In transistorcatalogi wordt de schaar in het eerste kwadrant van fig. 2.5c maar zelden opgenomen, maar dit werkgebied (het inverse gebied) kan voor schakeldoeleinden toch bijzonder nuttig zijn, zoals in par. 2.4 zal blijken. We kunnen ook in dit geval (2.12) gebruiken om de curven te beschrijven, maar het is eenvoudiger om uit te gaan van (2.8) en I_E te elimineren met behulp van de Wet van Kirchhoff. Oplossing naar I_C levert dan

$$I_C = -\frac{I_B}{1-\alpha_{bR}} - \frac{I_{EBO}}{1-\alpha_{bR}}[\exp(-eU_{BE}/kT) - 1] \tag{2.14}$$

Het gaat ons nu om de curvenschaar voor het geval dat U_{CE} positief is en I_B negatief. Uit het model, fig. 2.4, blijkt dat als de collectorspanning U_{CE} meer dan 0,5 V positief is er een doorlaatvoorspanning staat over de collector- en een tegenvoorspanning over de emitterdiode, als we aannemen dat de basis is aangesloten op een stroombron die I_B negatief maakt. U_{BE} is zodoende positief, in feite bijna even groot als U_{CE}. Onder deze omstandigheden nadert de exponentiële factor in (2.14) tot nul, zodat we de vergelijking kunnen vereenvoudigen tot:

$$I_C = \frac{-I_B}{1 - \alpha_{bR}} + \frac{I_{EBO}}{1 - \alpha_{bR}} \tag{2.15}$$

Het verloop van de curven in het eerste kwadrant kan nu gemakkelijk afgeleid worden uit deze vergelijking. We kunnen het gedrag van de transistor in het eerste kwadrant overigens ook verklaren door de situatie op te vatten alsof de transistor in de gemeenschappelijke-collectorconfiguratie is aangesloten, maar dan met de rollen van emitter en collector verwisseld. Dit gebied blijkt zodoende het eerder gedefineerde *inverse gebied* te zijn.

Uit fig. 2.2a blijkt dat als er een tegenvoorspanning staat over zowel de emitter- als de collectordiode, het model geen enkele vrijheidsgraad meer biedt, zodat alle stromen bepaald zijn. Dit betekent dat alle drie de stromen een vaste limietwaarde aannemen van de orde van I_{CBO}, *ongeacht de waarde van* U_{CE}. De precieze limietwaarde van I_B vinden we uit fig. 2.2 of (2.11):

$$I_B = I_{CS}(1 - \alpha_{bR}) + I_{ES}(1 - \alpha_{bF}) = I_{CS}\left[1 - \alpha_{bR} + \left(\frac{\alpha_{bR}}{\alpha_{bF}}\right)(1 - \alpha_{bF})\right] \tag{2.16}$$

Bij substitutie van typische waarden van α_{bF} en α_{bR} blijkt dat deze limietwaarde van I_B inderdaad weinig afwijkt van I_{CBO}. De limietwaarde van I_C is:

$$I_C = -I_{CS}(1 - \alpha_{bR}) \tag{2.17}$$

hetgeen voor typische waarden van α_{bF} en α_{bR} tussen $-I_{CBO}$ en $-I_{CBO}/2$ ligt.

De globale vorm van de echte curven wordt door die van het model goed benaderd, zoals blijkt bij vergelijking van de gemeenschappelijke-emittercurven van het Ebers-Moll-model in fig. 2.5a en 2.5c met die van gemeten curven voor een germanium transistor in fig. 2.5b en 2.5d. Het is echter duidelijk dat er in dit geval toch veel meer detailverschillen bestaan dan bij de gemeenschappelijke-basiscurven. Er zijn twee redenen aan te voeren waarom de modelcurven de gemeten karakteristieken niet beter benaderen. In de eerste plaats is in het model de verandering van de basisdikte ten gevolge van de uitbreiding van de ruimteladingslaag verwaarloosd, wat van invloed is op α_{bF}, α_{bR}, I_{CS} en I_{ES}. In de tweede plaats zijn α_{bF} en α_{bR} in het model opgevat als onafhankelijk van de stroom, terwijl ze in feite beide afhangen van de hoeveelheid geïnjecteerde minderheidsdragers. Zowel de spannings- als de stroomafhankelijkheid van de parameters worden in de gemeenschappelijke-emitteraansluiting geaccentueerd doordat in de vergelijkingen de factor $(1 - \alpha)$ voorkomt.

2.2.6. *Bepaling van de parameterwaarden*

Eén manier om de Ebers-Moll-parameters α_{bF} en α_{bR} te bepalen is te proberen de Ebers-Moll-karakteristieken samen te laten vallen met de gemeten curven. Als we nu eerst van de gemeenschappelijke-basiscurven uitgaan, fig. 2.3, blijkt uit (2.9) dat de parameter α_{bF} de stroomversterkingsfactor in de voorwaartsrichting is bij kortgesloten uitgangskring, als de transistor zich in het actieve gebied bevindt en in de gemeenschappelijke-basisconfiguratie is aangesloten. α_{bF} kan zodoende gemakkelijk worden bepaald uit de gemeten gemeenschappelijke-basiscurven door meting van de 'gemiddelde' verticale afstand tussen de krommen van de uitgangsschaar. De parameter α_{bR} kan op een overeenkomstige manier worden bepaald uit de ingangscurven van deze configuratie.

Een andere manier om de beide parameters te bepalen is door de gemeenschappelijke-emittercurven aan elkaar gelijk te maken, fig. 2.5. In dit geval is het uiteraard onmogelijk om de Ebers-Moll-karakteristieken precies met de gemeten schaar samen te laten vallen, omdat de feitelijke curven zowel in helling als tussenafstand afhankelijk zijn van de collectorstroom en -spanning. Het beste wat we kunnen doen is een soort 'gemiddelde' aanpassing te bereiken binnen het gebied waar het ons om gaat. De tussenafstand van de uitgangscurven van het model in de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie in het actieve gebied (derde kwadrant) is voor een pnp-transistor volgens (2.13):

$$\left.\frac{\Delta I_C}{\Delta I_B}\right| \begin{array}{l}(U_{CE} = \text{constant} < 0,\\ \text{actieve gebied})\end{array} = \frac{\alpha_{bF}}{1-\alpha_{bF}} \equiv \alpha_{eF} \qquad (2.18)$$

We kunnen α_{eF} derhalve bepalen door de 'gemiddelde' afstand tussen de uitgangscurven van de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie in het actieve gebied te meten; α_{bF} is dan eenvoudig te berekenen uit (2.18).

Volgens (2.15) is de tussenafstand van de uitgangskrommen in het inverse gebied (voor pnp-transistors eerste kwadrant):

$$\left.\frac{\Delta I_C}{-\Delta I_B}\right| \begin{array}{l}(U_{CE} = \text{constant} > 0,\\ \text{inverse gebied})\end{array} = \frac{1}{1-\alpha_{bR}} \qquad (2.19)$$

α_{bR} kan zodoende uit (2.19) worden bepaald door de gemiddelde tussenafstand van de feitelijke uitgangscurven in het inverse gebied te meten. Als de meting op een opnemer (krommenschrijver) wordt uitgevoerd kan men dikwijls een grotere nauwkeurigheid bereiken door de emitter- en collectoraansluitingen te verwisselen en de bepaling in het actieve gebied van de *omgekeerde* aansluiting uit te voeren. Volgens (2.18) is de tussenafstand van de krommen dan $\alpha_{eR} = \alpha_{bR}/(1 - \alpha_{bR})$, waaruit α_{bR} te berekenen is.

Soms vermelden de fabrikanten voldoende gegevens in hun literatuur om α_{eF} (of α_{bF}) daaruit te kunnen bepalen. Als de uitgangskarakteristieken voor het actieve gebied bekend zijn, kan men hiervoor (2.18) gebruiken. Maar zelfs als de karakteristieken niet worden gegeven bevat de literatuur in de regel wel informatie omtrent de stroomversterking die bij lage frequenties wordt gemeten met kortgesloten uitgangskring (aange-

duid met h_{fe}, zie par. 3.3.2). Deze stroomversterkingsfactor, h_{fe}, geldt strikt genomen alleen voor kleine signalen, maar geeft toch een zekere indicatie van de waarde van de parameter α_{eF}, die voor grote signalen geldt.

De waarden van de verzadigingsstroomparameters kunnen het nauwkeurigst worden bepaald door directe meting aan de transistoraansluitingen, op de wijze van fig. 2.6. Bij de in fig. 2.6a afgebeelde methode wordt U_{CB} op nul gesteld, in welk geval (2.1) wordt vereenvoudigd tot:

$$I_E = I_{ES}\{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\} \tag{2.20}$$

We bepalen nu I_{ES} door log I_E uit te zetten tegen U_{EB} voor $U_{EB} > 0{,}1$ V, en dan *terug* te extrapoleren naar $U_{EB} = 0$.

De in fig. 2.6b weergegeven opstelling is bedoeld om de overeenkomstige omkeerparameter I_{CS} te bepalen. De vergelijking die in dit geval geldt voor $U_{EB} = 0$ is:

$$I_C = I_{CS}\{\exp(eU_{CB}/kT) - 1\} \tag{2.21}$$

De waarden van I_{CBO} en I_{EBO} kunnen nu met behulp van (2.6) en (2.7) berekend worden uit I_{CS} en I_{ES}. Let er op dat deze beide vergelijkingen, in combinatie met (2.5), de reciprociteitsbetrekking leveren in termen van I_{CBO} en I_{EBO}:

$$I_{EBO}\alpha_{bF} = I_{CBO}\alpha_{bR} \tag{2.22}$$

een betrekking die dikwijls erg handig is om parameters te bepalen.

Uit (2.13) blijkt duidelijk dat de collectorstroomsterkte voor $I_B = 0$ bij gemeenschappelijke-emitteraansluiting in het actieve gebied gelijk is aan $I_{CBO}/(1 - \alpha_{bF})$. Een tweede methode om I_{CBO} te bepalen is dus om van de gemeten uitgangskarakteristieken de waarde van I_C te bepalen voor $I_B = 0$, en het resultaat te vermenigvuldigen met $(1 - \alpha_{bF})$. De moeilijkheid van deze meting is echter dat hij wordt uitgevoerd bij kleine collectorstromen, en α_{bF} is bij deze kleine stromen, zoals nog in hfdst. 4 zal blijken veel lager dan bij de normale werkstromen. Het model houdt geen rekening met dit verloop van de stroomversterking, zodat de op deze wijze gevonden waarde van I_{CBO} niet meer dan een grove benadering betekent. De verschillen zijn vooral groot bij silicium, omdat $I_{CBO}/(1 - \alpha_{bF})$ hiervoor hoogstens enkele microampère bedraagt, zodat de berekende waarde van I_{CBO} waarschijnlijk met een factor 10 of meer vermenigvuldigd zou moeten worden.

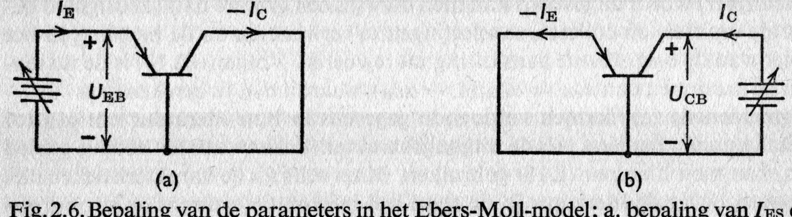


Fig. 2.6. Bepaling van de parameters in het Ebers-Moll-model; a. bepaling van I_{ES} door de meting van I_E en U_{EB}; b. bepaling van I_{CS} door de meting van I_C en U_{CB}.

De keuze van de stroomsterkte waarbij alle bovenstaande metingen uitgevoerd moeten worden is verre van eenvoudig, en wel om de volgende redenen:

a. Als de coëfficiënten worden gemeten bij stroomsterkten die met sterke injectie in de basis gepaard gaan geldt het model niet, zodat er een slechte overeenstemming zal bestaan tussen de gemeten en de berekende krommen.

b. Als de coëfficiënten worden gemeten bij zeer lage stroomsterkten maar hoge spanningen, door een grote tegenvoorspanning op de junctie aan te leggen, zullen de gemeten stromen aanzienlijke oppervlaktelekcomponenten bevatten. Niettegenstaande dit effect geven de fabrikanten in hun technische gegevens dikwijls een 'I_{CBO}' op die op deze wijze is gemeten, maar deze waarde komt dan niet zonder meer overeen met de I_{CBO} van het Ebers-Moll-model; vooral bij silicium is voorzichtigheid geboden.

c. Als de coëfficiënten worden gemeten bij zeer lage voorwaartsstromen en -spanningen zullen de oppervlaktelekeffecten klein zijn, maar er treedt dan een aanzienlijke recombinatie van ladingdragers in het ruimteladingsgebied op. De op deze manier gemeten α_b- en α_e-waarden zullen daardoor veel lager uitvallen dan die welke bij hogere spanningen en stroomsterkten worden verkregen.

2.3. HET IDEALE-DIODEMODEL

Voor veel toepassingen, vooral die waarbij I en U grote fluctuaties vertonen, is het aan te bevelen om een model te gebruiken dat eenvoudiger (maar wel minder nauwkeurig) is dan het Ebers-Moll-model. Dit vereenvoudigde model krijgen we door de beide exponentiële diodes in het Ebers-Moll-model te vervangen door twee '*ideale*', *uit twee lineaire helften opgebouwde diodes*. In fig. 2.7 zijn het symbool voor zo'n geïdealiseerde diode en de UI-karakteristiek ervan weergegeven. Deze diode heeft per definitie een weerstand nul in de doorlaatrichting en een weerstand oneindig in de sperrichting; de karakteristiek bestaat daardoor uit twee rechte lijnstukken die elkaar snijden in de oorsprong, $U = 0$, $I = 0$. Het transistormodel met twee ideale diodes is in fig. 2.8a afge-

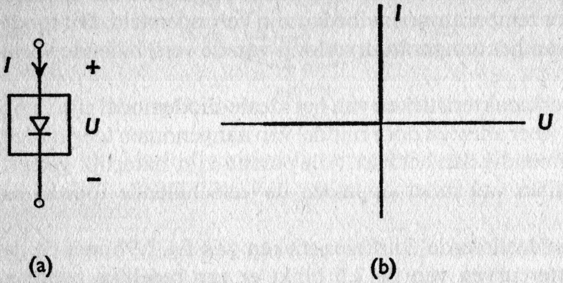


Fig. 2.7. De ideale, per-gebied-lineaire diode: a. symbool; b. karakteristiek.

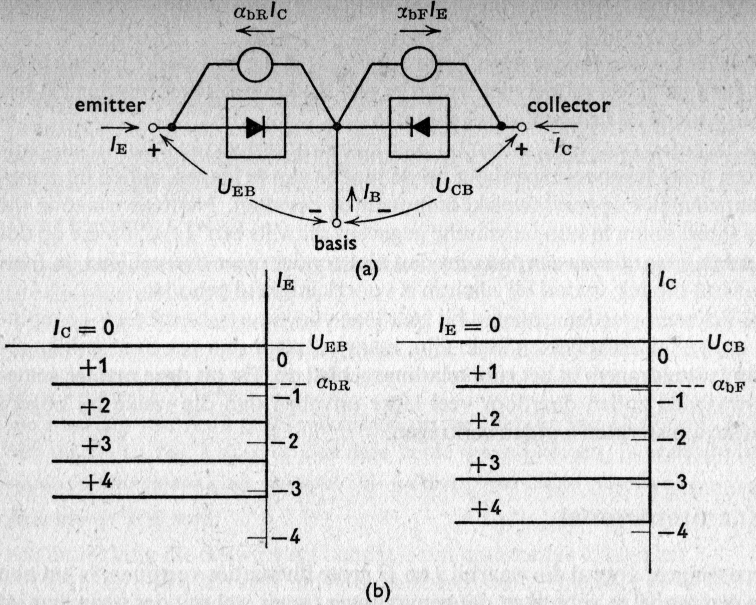


Fig. 2.8. Transistormodel op basis van twee ideale (per-gebied-lineaire) diodes: a. vervangingsschema; b. gemeenschappelijke-basiskarakteristieken.

beeld; de bijbehorende karakteristiekenschaar is in fig. 2.8b getekend, deze kan uit het model worden afgeleid door een analyse met aangenomen toestanden.

De redelijk goede overeenstemming tussen deze curven en gemeten karakteristieken voor de gemeenschappelijke-basisaansluiting (fig. 2.3) maken het gebruik van dit eenvoudige model bij grote signaaluitslagen verantwoord. Denk er echter aan dat de ideale diodes volkomen ongevoelig voor temperatuursinvloeden zijn verondersteld. Dit model kan dan ook geen beeld geven van het temperatuurverloop van de verschillende variabelen.

De gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken van het ideale-diodemodel zijn in fig. 2.9 getekend. Ook deze kan men weer afleiden door middel van aangenomen toestanden, maar deze afleiding is minder eenvoudig dan het lijkt. Alle punten zijn namelijk gelegen op de I_C-as ($U_{CE} = 0$), zodat men wel moet oppassen de verschillende toestanden goed uit elkaar te houden.

Bij een vergelijking van de 'geïdealiseerde' karakteristieken van fig. 2.9b met de gemeten gemeenschappelijke-emittercurven van fig. 2.5 blijkt er een redelijke overeenstemming te bestaan, hoewel deze niet zo goed is als in het geval van de gemeenschappe-

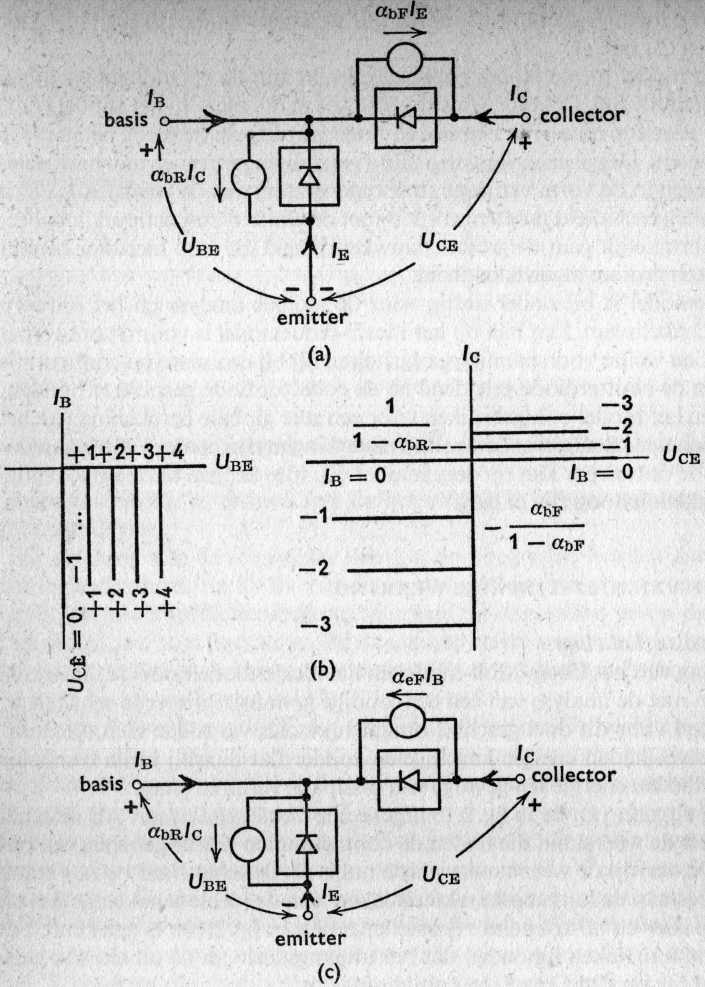


Fig. 2.9. Het ideale-diodemodel; gemeenschappelijke-emitteraansluiting; a. vervangingsschema; b. overeenkomstige karakteristieken; c. ideale-diodemodel met modificatie van de collectorstroombron.

lijke-basisaansluiting. Hetzelfde gold trouwens voor het Ebers-Moll-model, en wel om dezelfde redenen.

Een alternatief gemeenschappelijk-emittermodel, waarin de collectorstroombron ex-

pliciet afhangt van de ingangsstroom I_B, is in fig. 2.9c weergegeven. (2.18) geeft hiervoor de betrekking tussen α_{eF} en α_{bF}.

Omdat we in dit model ideale diodes hebben gebruikt zijn de verzadigingsstromen I_{CBO} en I_{EBO} per definitie nul. Er komen dus slechts twee parameters in het model voor, α_{bF} en α_{bR}, die op dezelfde manieren bepaald kunnen worden als de reeds behandelde Ebers-Moll-parameters. Desgewenst kan men altijd verzadigingsstromen aan het ideale-diodemodel toevoegen in de vorm van twee stroomgenerators met de waarden I_{EBO} en I_{CBO}, die dan parallelgeschakeld moeten worden met de emitter- respectievelijk collectordiode. Zoals gebruikelijk gaat de grotere nauwkeurigheid die men hierdoor bereikt weer gepaard met een grotere ingewikkeldheid.

Het ideale-diodemodel is bijzonder nuttig voor de globale analyse en het ontwerp van niet-lineaire schakelingen. Een blik op het ideale-diodemodel is voor de ontwerper voldoende om te zien welke voorspanningspolariteiten hij bij een gegeven configuratie moet toepassen om de emitterdiode geleidend en de collectordiode gesperd te houden. Daarnaast kan men het model ook gebruiken voor een zeer globale berekening van het gedrag bij kleine signalen. Benaderende stroomversterkingen zijn op deze wijze eenvoudig te bepalen, en de ontwerper kan op deze manier een idee krijgen of de impedantieniveaus in een schakeling hoog zijn of laag.

2.4. VOORBEELDEN VAN NIET-LINEAIRE WERKING

2.4.1. *De transistor als schakelaar*

Om nu de toepassing van het Ebers-Moll-model en het ideale-diodemodel te illustreren willen we beginnen met de analyse van een eenvoudige getransistoriseerde schakelaar. De transistor is goed voor dit doel geschikt omdat hij, zoals we zullen zien, de doorgang van grote hoeveelheden energie kan regelen zonder dat daarbij in de transistor zelf grotere hoeveelheden energie ten gevolge van dissipatie verloren gaan.

Laten we hierbij uitgaan van de in fig. 2.10 afgebeelde *ideale schakelaar*. Als de schakelaar *uit* staat heeft de weerstand die tussen de contactpunten wordt gemeten een oneindig grote waarde, terwijl de weerstandswaarde nul is als de schakelaar op *aan* staat. In een *UI*-grafiek bestaan de 'uitgangskarakteristieken' van de ideale schakelaar dus uit rechte lijnen die de *aan*- en *uit*-toestand voorstellen, zoals in fig. 2.10b is getekend. Let er op dat deze karakteristieken inhouden dat het uitgangsdeel van de schakelaar geen verlies heeft, omdat het produkt van U en I altijd nul is.

Het in fig. 2.10a getekende stuurdeel regelt de schakeling naar de *aan*- en *uit*-toestand. In het ideale geval zou dit deel geen vermogen verbruiken. Verder moet de overdracht tussen de stuurkring en de uitgangskring nul zijn, in die zin dat er geen deel van het stuursignaal de uitgangskring mag bereiken.

Fig. 2.11a geeft een eenvoudige schakelaar op basis van een npn-transistor. De transistor wordt door de kanteelgolf e_M tussen het verzadigings- en het afsnijgebied heen en

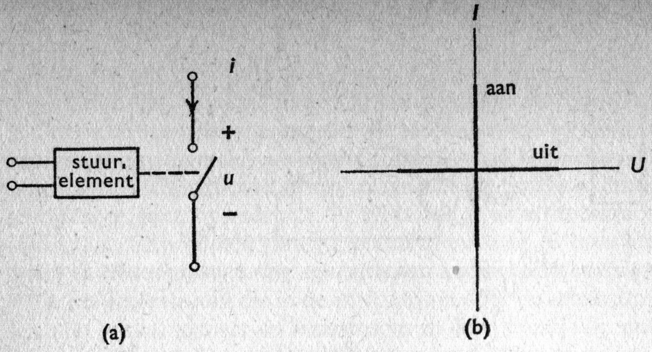


Fig. 2.10. Karakteristieken van een ideale schakelaar.

weergeschakeld, waardoor de stroom in R_L steeds de waarden nul en U_{CC}/R_L krijgt. We hebben voor beide voorbeelden in deze paragraaf npn-transistors gekozen om een zekere aanvulling te vormen van de bespreking in termen van pnp-transistors in het voorgaande deel.

De werking van de schakelaar kan het best begrepen worden aan de hand van het ideale-diodemodel, fig. 2.11b. Let er op dat we hier zijn overgestapt op kleine-letter-symbolen met hoofdletter-indices, waarmee me aan willen geven dat de variabelen in hun geheel zeer snel fluctueren. Bij de analyse zullen we ons echter beperken tot het geval van betrekkelijk *langzame* fluctuaties. De verschijnselen die zich bij snelle omschakelingen voordoen komen in hfdst. 9 aan de orde.

Voeren we een kanteelgolf met amplitude E toe aan de basiskring, dan zal de basisstroom hetzij nul zijn, hetzij E/R. Onder deze omstandigheden vertonen de uitgangskarakteristieken het beeld van fig. 2.11c, althans wanneer we aannemen dat het circuit de karakteristieken van de in fig. 2.10 gepostuleerde ideale schakelaar vertoont binnen het gebruikte collectorstroombereik. Ten gevolge van het stuursignaal dat aan de basis wordt toegevoerd, zal de belastingsstroom van nul tot U_{CC}/R_L oplopen als de basisstroom voor de *aan*-toestand groot genoeg is om de transistor tot verzadiging uit te sturen, dat wil zeggen in de (1,1)toestand te brengen. De notatie (1,1) is een praktische afkorting om de diodetoestanden te beschrijven wanneer we met ideale diodes werken. Een '1' betekent dat de diode *aan* is (geleidend is), een 0 geeft de *uit*-toestand (gesperde toestand) aan. De beide getallen tussen de haken stellen respectievelijk de stand van de *emitterdiode* en die van de *collectordiode* voor. Voor het onderhavige circuit geldt:

$$\frac{\alpha_{eF}E}{R} > \frac{U_{CC}}{R_L} \tag{2.23a}$$

voor U_{CC} positief, en

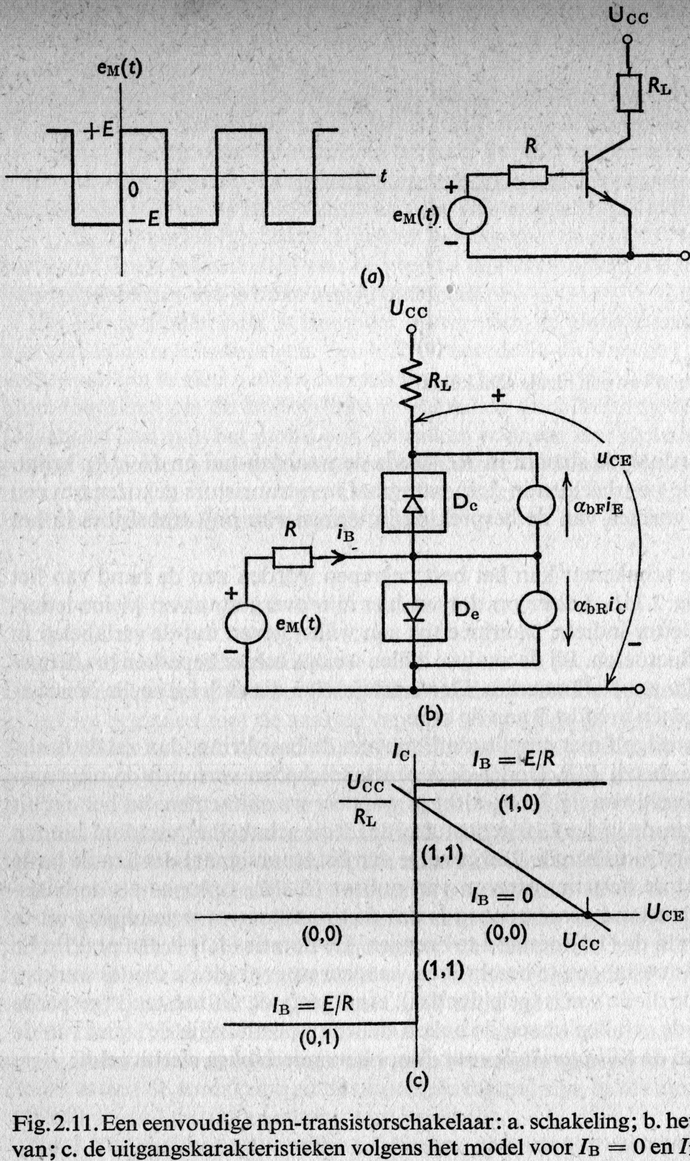


Fig. 2.11. Een eenvoudige npn-transistorschakelaar: a. schakeling; b. het ideale-diodemodel ervan; c. de uitgangskarakteristieken volgens het model voor $I_B = 0$ en $I_B = E/R$. De diode toestanden zijn als volgt aangegeven: (D_e, D_c).

$$\frac{1}{1-\alpha_{bR}}\,\frac{E}{R} > \frac{|U_{CC}|}{R_L} \qquad (2.23b)$$

voor U_{CC} negatief, waarin E de amplitude van de sturende kanteelgolf is.

Om nu de ware situatie een stap dichter te benaderen zullen we vervolgens het geheel analyseren aan de hand van de Ebers-Moll-karakteristieken, fig. 2.12. De werking blijkt dan nog steeds uitstekend te zijn, maar niet langer ideaal omdat er drie karakteristieke afwijkingen gaan optreden: 1. Er blijft ook in de *uit*-toestand een stroom vloeien (lekstroom). 2. Er blijft een geringe spanningsval over de transistor bestaan in de *aan*-toestand. 3. In de ingangskring doet zich een zekere energiedissipatie voor (zie fig. 2.5a).

De collectorstroom die in de *uit*-toestand door de schakeltransistor blijft vloeien zou $I_{CBO}/(1-\alpha_{bF})$ zijn als de basisstroom in deze situatie op nul zou worden gesteld. I_C echter loopt sterk terug (tot minder dan een tiende van de oorspronkelijke waarde) als de basis-emitterspanning U_{BE} negatief wordt uitgestuurd. Onder deze omstandigheden krijgen zowel de emitter- als de collectordiode een tegenvoorspanning, waarbij de basis- en collectorstromen teruglopen tot limietwaarden waarvan de absolute grootten worden gegeven door (2.16) respectievelijk (2.17). Omdat we in dit geval van npn-transistors gebruik maken, zal de limietwaarde van I_B negatief zijn en die van I_C positief. Voor typische waarden van α_{bF} en α_{bR} zijn beide absolute grootten ongeveer gelijk aan I_{CBO}.

De spanning over de gehele transistor in de *aan*-toestand is het verschil tussen de voorspanningswaarden over de beide diodes. Een typische waarde van deze spannings-

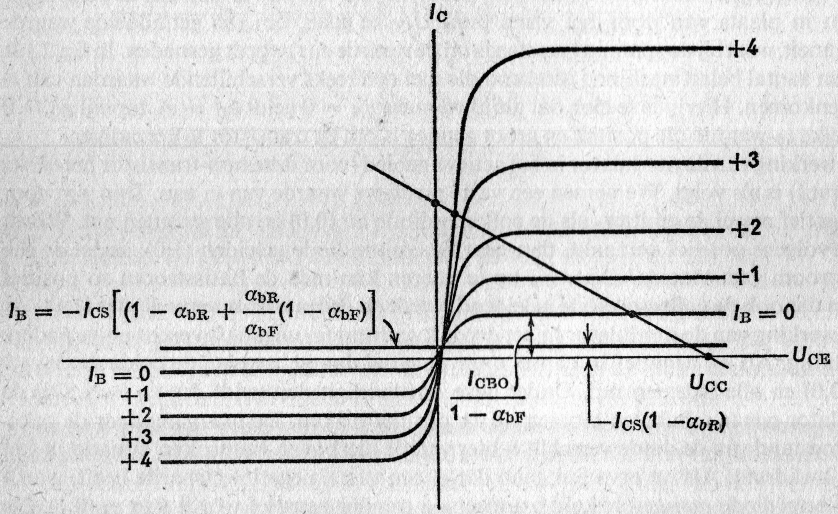


Fig. 2.12. Ebers-Moll-uitgangskarakteristieken, npn.

val is voor een germanium transistor bijvoorbeeld enkele tienden volt bij collectorstromen van meerdere honderden milliampère. Een typische waarde voor I_{CBO} van deze transistor is bijvoorbeeld 1 μA. Het is zodoende betrekkelijk gemakkelijk om verhoudingen tussen de *aan*- en *uit*-stromen te bereiken van 10^5 à 10^6, bij een rendement van meer dan 95%. Dit komt erop neer dat de schakelaar meer dan 20 maal zoveel vermogen kan sturen als hij zelf verbruikt.

De hoogste stroomsterkte die een schakelaar kan sturen wordt bepaald door hetzij de toegestane dissipatie van de transistor, hetzij de beschikbare basisstuurstroom, zie (2.23). De maximale positieve waarde van U_{CC} wordt bepaald door de doorbraakspanning van de collectordiode (zie par. 4.6); de maximale negatieve waarde ervan wordt bepaald door de doorbraakspanning van de emitterdiode. De beperkingen ten aanzien van de schakelsnelheid van *aan* naar *uit* en omgekeerd, worden in hfdst. 9 uitgebreid behandeld.

2.4.2. *De transistor als modulator*

In de hierboven behandelde schakeling is de transistor gebruikt als schakelelement om de doorgang van gelijkstroom te regelen. Als gevolg van de symmetrische eigenschappen van de transistor kan dezelfde schakeling echter ook worden toegepast om de doorgang van *wissel*-stroom te regelen, dat wil zeggen om een wisselstroomgolfvorm te schakelen of te *moduleren*.

We beginnen precies als in het voorgaande geval met een bespreking van de transistor als modulator aan de hand van het ideale-diodemodel, afgebeeld in fig. 2.13. Het eerste belangrijke onderscheid tussen dit circuit en dat van par. 2.4.1 is dat de belastingslijn nu in plaats van door het vaste punt U_{CC} te gaan, om een gemiddelde waarde schommelt, waarbij de spanningsas steeds bij de waarde $e_I(t)$ wordt gesneden. In fig. 2.13c zijn een aantal belastingslijnen getekend die met een reeks verschillende waarden van e_I overeenkomen. Hierin is te zien dat altijd wanneer $i_B = 0$ geldt $e_O = e_I$, terwijl $e_O = 0$ voor elke i_B-waarde die positief en groot genoeg is om de transistor te verzadigen.

De werking van de modulator in het actieve gebied (voor deze npn-transistor het eerste kwadrant) is als volgt. We nemen een vaste positieve waarde van e_I aan. Dan zijn voor e_M negatief zowel de emitter- als de collectordiode *uit* (0,0) en alle stromen nul. Wordt e_M vervolgens positief gemaakt, dan gaat de emitterdiode geleiden (1,0), zodat er een basisstroom gaat vloeien. Door e_M op te voeren kan men de basisstroom zo positief maken dat ook de collectordiode geleidend wordt en de transistor verzadigd is (1,1).

De werking van de modulator in het derde kwadrant (e_I negatief) vereist enige nadere toelichting. Als e_M negatief is, en wel meer negatief dan e_I, moeten de beide diodes *uit* zijn (0,0) en alle stromen nul. Onder deze omstandigheden geldt dus $e_O = e_I$. Om de modulator *aan* te schakelen moeten we e_M positief maken. De overgang naar de geleidingstoestand van de diode verschilt echter van de hierboven besproken situatie in het eerste kwadrant. Als we ervan uitgaan dat e_I een vaste, negatieve waarde heeft, wordt de collectordiode *aan*-geschakeld wanneer e_M minder negatief wordt dan e_I (0,1). De emitterdiode is dan nog steeds *uit*, omdat de basisspanning nog negatief is. Als e_M po-

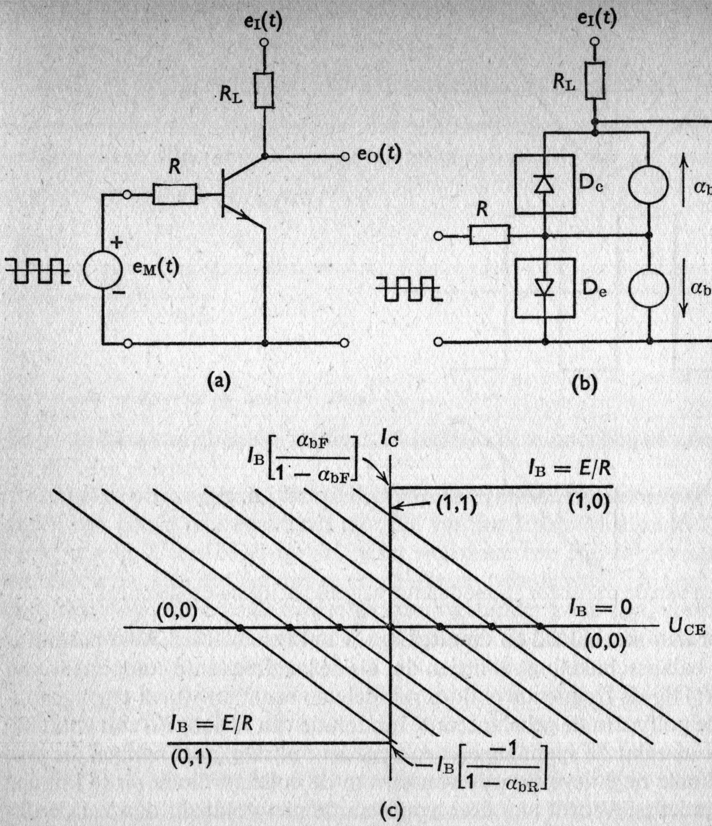


Fig. 2.13. De transistor als modulator: a. schakeling; b. het ideale-diodemodel; c. uitgangskarakteristieken. De toestanden van de diodes zijn als volgt aangegeven: (D_e, D_c).

sitief wordt gaat ook de emitterdiode geleiden (1,1) en wordt de transistor verzadigd. Van een ander gezichtspunt beschouwd kunnen we zeggen dat de transistor voor e_I negatief zich in het inverse gebied van de gemeenschappelijke-collectoraansluiting bevindt, dat wil zeggen met de rollen van emitter en collector omgekeerd.

Fig. 2.14 geeft een beeld van de golfvormen zoals die optreden bij een sinusvormig ingangssignaal en een kanteelvormig modulerend signaal e_M. Het modulerende effect van de sturende kanteelgolf heeft het karakter van een 'afkapping' van de sinusvormige ingangsgolf. Steeds wanneer de kanteelgolf negatief is, is de transistor *uit*, zodat het ingangssignaal ongestoord de uitgang bereikt. Is de sturende kanteelgolf positief, dan

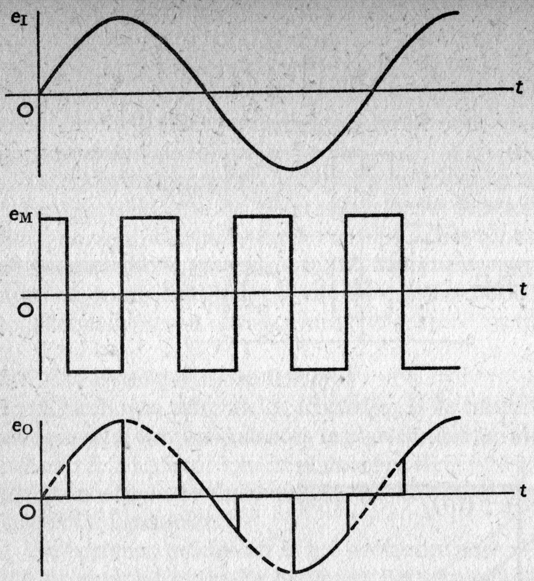


Fig. 2.14. Golfvormen van de transistor als modulator volgens het ideale-diodemodel.

wordt de transistor *aan*-geschakeld en de uitgang tot nul gereduceerd. Wie bekend is met modulators in balansschakeling zal inzien dat als de laagfrequente component van de uitgangsgolf $e_O(t)$ bij de frequentie e_I door middel van een filter wordt tegengehouden, de resulterende golfvorm de gebalanceerde modulatie van e_I door e_M zou voorstellen. Denk er echter aan dat de spanning e_M een negatieve uitslag moet hebben die groter is dan de maximale negatieve waarde van e_I, om de collectordiode *uit* te kunnen houden als e_M negatief is. Wordt aan deze voorwaarde niet voldaan, dan zal de uitgangsgolf $e_O(t)$ een afvlakking of verzadiging vertonen.

Nu we op de hoogte zijn van de fundamentele werking van de modulator kunnen we overgaan op een realistischer model, het Ebers-Moll-model, om enkele van de voornaamste beperkingen van de schakeling nader te bestuderen. In fig. 2.15a, c en e zijn de Ebers-Moll-karakteristieken voor de gemeenschappelijke-emitterschakeling getekend, en wel op verschillende schalen om de verschillende delen van de karakteristiek goed te kunnen belichten In (a) is het globale verloop van de krommen afgebeeld. In (c) is de stroomschaal sterk vergroot, om een beter beeld te kunnen geven van het afsnijgebied. In (e) zijn zowel de stroom- als de spanningsschaal vergroot, om het verloop van de karakteristieken in de omgeving van de oorsprong in detail te kunnen aangeven. Een belangrijk kenmerk dat uit deze curven naar voren komt is het feit dat volgens de Ebers-Moll-vergelijkingen alle karakteristieken door een gemeenschappelijk snijpunt

gaan. Om dit punt te vinden moeten we de Ebers-Moll-uitgangsvergelijking, (2.2a), uitdrukken in U_{BE} en U_{CE} door middel van de substitutie $U_{CB} = U_{CE} - U_{BE}$:

$$I_C = I_{CS} - \alpha_{bF} I_{ES} + \exp(eU_{BE}/kT)[\alpha_{bF} I_{ES} - I_{CS} \exp(-eU_{CE}/kT)] \quad (2.24)$$

Als er een punt (I_{Ci}, U_{CEi}) bestaat dat onafhankelijk is van I_B, moet het ook onafhankelijk zijn van U_{BE} [zie (2.12)]. Hieruit volgt voor (2.24) dat

$$\alpha_{bF} I_{ES} - I_{CS} \exp(-eU_{CEi}/kT) = 0 \quad (2.25a)$$

ofwel

$$U_{CEi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{1}{\alpha_{bR}} \quad (2.25b)$$

en

$$I_{Ci} = I_{CS} - \alpha_{bF} I_{ES} = I_{CS}(1 - \alpha_{bR}) \quad (2.26)$$

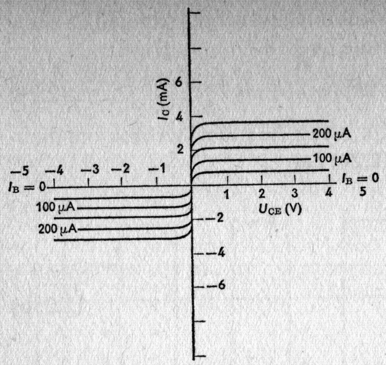
Voor de karakteristieken van fig. 2.15 hebben deze coördinaten de waarden U_{CEi} = 2,5 mV, $I_{Ci} = 1$ μA.

Gemeten uitgangskarakteristieken van een germanium transistor, fig. 2.15b, d en f, geven een goede overeenkomst met die van het Ebers-Moll-model te zien. Het 'snijpunt' van de Ebers-Moll-curven blijkt weliswaar een snijvlak te zijn geworden, maar dit is toch zo klein dat het met een redelijke nauwkeurigheid als punt opgevat mag worden. Voor silicium zou de overeenstemming minder goed zijn, vooral ten aanzien van I_{Ci}, die gemakkelijk tien maal zo groot kan zijn als (2.26) voorspelt (door de teruggang van α_e bij lage stroomsterkten).

Bij een nadere beschouwing van deze karakteristieken blijkt de transistor als modulator drie afwijkingen te vertonen:

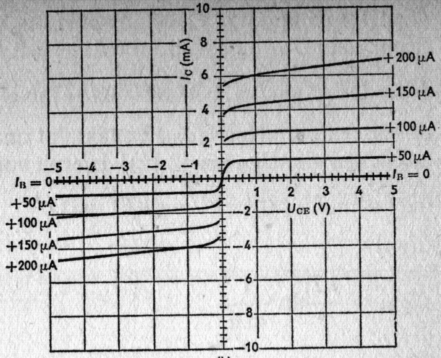
1. Uit fig. 2.15a volgt dat de uitgangsspanning niet nul is bij modulator *aan.*
2. Uit fig. 2.15c volgt dat de uitgangsspanning e_O bij modulator *uit* niet precies gelijk is aan e_I, maar iets kleiner is dan e_I bij e_I positief en evenveel groter dan e_I als e_I negatief is.
3. In fig. 2.15e is te zien dat er nog steeds een uitgangsspanning e_O bestaat bij $e_I = 0$ dus wanneer de belastingslijn door de oorsprong gaat. Deze spanning, de overdrachtsspanning, zal een weergave zijn van het kanteelvormige stuursignaal.

Afwijking 1 heeft een symmetrisch karakter, want positieve en negatieve delen van de uitgangsgolf worden in gelijke mate beïnvloed. De afwijkingen 2 en 3 echter, die beide het gevolg zijn van het feit dat het snijpunt van de karakteristieken niet samenvalt met de oorsprong, hebben een asymmetrische invloed op de uitgangsspanning, zodat ze een ongewenste eenzijdigheid van de modulator veroorzaken. Bij een typische modulator kunnen deze fouten tot ongewenste uitgangsspanningen van de orde van 10 à 20 mV leiden, maar de gewenste uitgangsspanning kan gemakkelijk het honderd- of duizendvoudige hiervan bedragen.



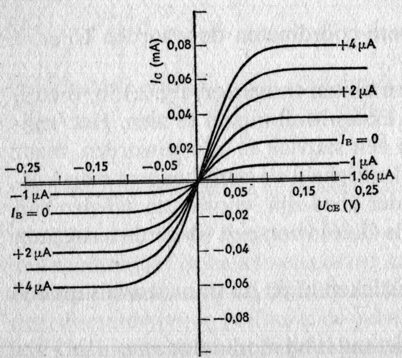
I_C (mA)
6
4
2
−5 −4 −3 −2 −1
$I_B = 0$
1 2 3 4 5
U_{CE} (V)
200 µA
100 µA
$I_B = 0$
100 µA
200 µA
−2
−4
−6

(a)



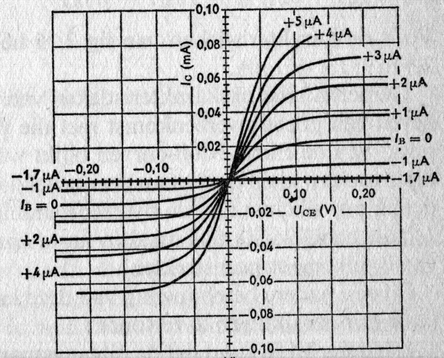
I_C (mA)
10
8
6
4
2
−5 −4 −3 −2 −1
$I_B = 0$
+50 µA
+100 µA
+150 µA
+200 µA
1 2 3 4 5
U_{CE} (V)
+200 µA
+150 µA
+100 µA
+50 µA
$I_B = 0$
−2
−4
−6
−8
−10

(b)



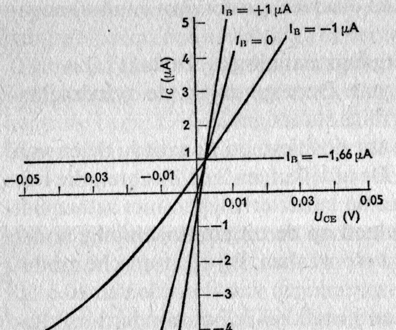
I_C (mA)
0,08
0,06
0,04
0,02
−0,25 −0,15 −0,05
0,05 0,15 0,25
U_{CE} (V)
+4 µA
+2 µA
$I_B = 0$
−1 µA
−1,66 µA
−1 µA
$I_B = 0$
+2 µA
+4 µA
−0,02
−0,04
−0,06
−0,08

(c)



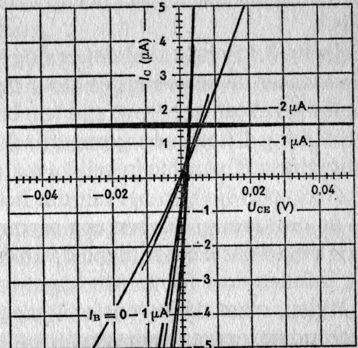
I_C (mA)
0,10
0,08
0,06
0,04
0,02
−1,7 µA
−0,20 −0,10
−1 µA
$I_B = 0$
+2 µA
+4 µA
0,10 0,20
U_{CE} (V)
+5 µA
+4 µA
+3 µA
+2 µA
+1 µA
$I_B = 0$
−1 µA
−1,7 µA
−0,02
−0,04
−0,06
−0,08
−0,10

(d)



I_C (µA)
5
4
3
2
1
$I_B = +1$ µA
$I_B = 0$
$I_B = -1$ µA
$I_B = -1{,}66$ µA
−0,05 −0,03 −0,01
0,01 0,03 0,05
U_{CE} (V)
−1
−2
−3
−4
−5

(e)



$I_B > 4$ µA
I_C (µA)
5
4
3
2
1
−2 µA
−1 µA
−0,04 −0,02
0,02 0,04
U_{CE} (V)
−1
−2
−3
−4
−5
$I_B = 0 - 1$ µA

(f)

De grootste stroomsterkte die deze modulator kan verwerken (de stroombegrenzing) komt volkomen overeen met die van de schakelaar, par. 2.4.1. Ten aanzien van de spanningsbegrenzing is de situatie echter ingewikkelder. Zoals uit het bovenstaande blijkt moet e_M negatiever zijn dan e_I om de collectordiode *uit* te houden bij e_I negatief. De maximale negatieve waarden van e_I wordt dus bepaald door de hoogste negatieve waarde van e_M, ofwel door de doorbraakspanning van de collectordiode. De maximale positieve waarde van e_I wordt bepaald door de doorbraakspanning van de collectordiode. Om precies te zijn: e_I moet kleiner zijn dan de doorbraakspanning minus $|e_M|$.

2.4.3. *De omgekeerde aansluiting* (*inverse gebied*)

Het bovenbeschreven gedrag maakt de modulator zonder meer voor velerlei toepassingen geschikt. Er doet zich echter een groot aantal situaties voor waarin de gerichtheid (eenzijdigheid) in de werking van de modulator zo klein mogelijk moet zijn. Eén manier om dit te bereiken is de transistor omgekeerd aan te sluiten, dat wil zeggen de emitter- en collectoraansluitingen in de schakeling te verwisselen. Uit een blik op het Ebers-Moll- of het ideale-diodemodel, fig. 2.4 of 2,8, blijkt meteen dat deze aansluiting vrijwel geen verandering brengt in de werking van de schakeling. Alle voorgaande beschouwingen blijven gelden als we alleen maar de grootheden α_{bR} en α_{bF} en ook I_{CBO} en I_{EBO} onderling verwisselen. Uit (2.25) en (2.26) krijgen we zo een nieuw stelsel vergelijkingen voor U_{CEi} en I_{Ci}:

$$U_{CEi} = \frac{kT}{e} \ln \frac{1}{\alpha_{bF}} \tag{2.27}$$

$$I_{Ci} = I_{ES}(1 - \alpha_{bF}) \tag{2.28}$$

Het nut van de omgekeerde aansluiting komt duidelijk naar voren als we (2.27) met (2.25) en (2.28) met (2.26) vergelijken. De waarden van U_{CEi} en I_{Ci} voor de omgekeerde aansluiting zullen altijd kleiner zijn dan de overeenkomstige waarden voor de normale aansluiting. (Het zal duidelijk zijn dat α_{bF} per definitie groter is dan α_{bR}, anders moeten we aannemen dat de transistorfabrikant om te beginnen de aansluitingen verkeerd heeft gemerkt. Uit (2.5) volgt dan dat I_{CS} altijd groter is dan I_{ES}.) Men kan nu een aanzienlijke verbetering van de prestaties bereiken door een germanium transistor met α_{bF} bijna 1 omgekeerd aan te sluiten. Op deze wijze is soms een tienvoudige verbetering van I_{Ci} mogelijk. Omdat $\alpha_{eR} < \alpha_{eF}$ en de emitterdoorbraakspanning veelal kleiner dan de collectordoorbraakspanning, wordt de omgekeerde aansluiting vooral toegepast in situaties waarin de transistor kleine signalen moet moduleren.

Fig. 2.15a, c en e. Uitgangscurven van een npn-transistor in gemeenschappelijke-emitteraansluiting volgens het Ebers-Moll-model, op drie verschillende schalen. Het formaat van de basisstroomstappen is in elke grafiek aangepast. b, d en f. Gemeten uitgangscurven voor de gemeenschappelijke-emitteraansluiting, op dezelfde schaal afgebeeld.

2.4.4. *De transistor als omkeerschakelaar*

Weer een ander voorbeeld van de niet-lineaire werking van een transistor is de in fig. 2.16 afgebeelde eenvoudige omkeerschakeling op basis van een npn-transistor. Het overeenkomstige ideale-diodemodel is eveneens in deze figuur weergegeven. Laten we veronderstellen dat we van deze schakeling de spanningsoverdracht u_O versus u_I willen weten. We willen hierbij uitgaan van het ideale-diodemodel, zodat alle karakteristieken zijn opgebouwd uit rechte lijnstukken, wat de analyse erg eenvoudig maakt. We beginnen met het tekenen van de betreffende modellen voor de verzadigingstoestand (1,1) en de afsnijtoestand (0,0), fig. 2.17a en b. In de (0,0) toestand geldt $u_O = u_C$. Uit fig. 2.16 volgt dat elke willekeurige waarde van u_I kleiner dan nul de schakeling in deze toestand houdt.

In de (1,1)toestand geldt $u_O = 0$ en $i_C = U_C/R_L$. Om deze toestand te handhaven moet er tenminste voldoende basisstroom zijn om deze waarde van i_C te leveren. Dat wil zeggen

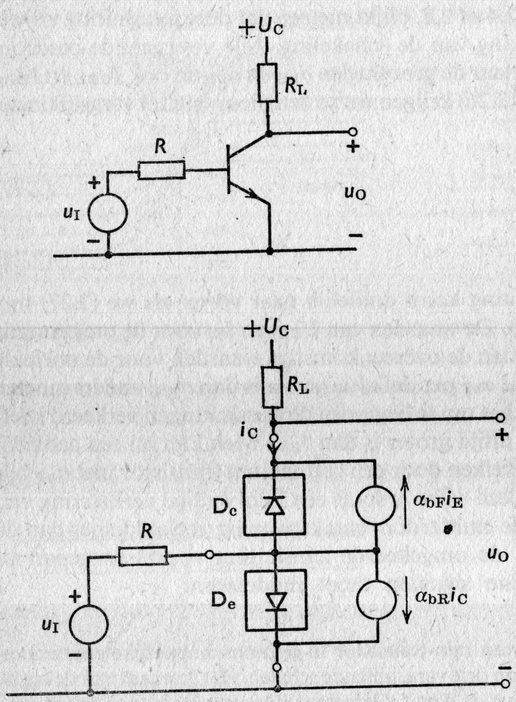


Fig. 2.16. Eenvoudige getransistoriseerde omkeerschakelaar (npn).

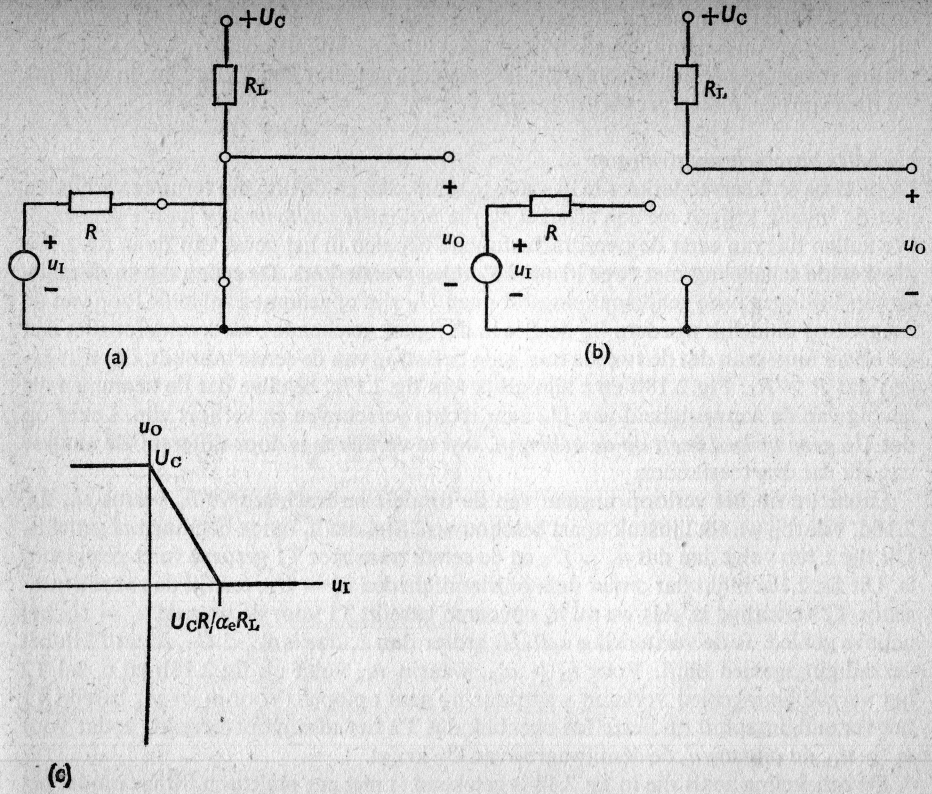


Fig. 2.17. Omkeerschakelaar met transistor: a. verzadigingstoestand (1,1); b. afsnijtoestand (0,0); c. overdrachtsfunctie.

$$i_B \geqq \frac{i_C}{\alpha_{eF}} = \frac{U_C}{\alpha_{eF} R_L} \tag{2.29}$$

De overeenkomstige voorwaarde voor u_I is

$$u_I \geqq \frac{U_C R}{\alpha_{eF} R_L} \tag{2.30}$$

Verbinden we nu de eindpunten van de (0,0)- en (1,1)lijnen door een rechte die de (1,0) toestand voorstelt, dan krijgen we de in fig. 2.17c getekende overdrachtsfunctie. Het is duidelijk dat de versterking van de schakeling in de (1,0)toestand wordt gegeven door

$\alpha_{bF}R_L/R$. Men noemt het circuit een omkeerschakelaar (omkeerversterker), omdat het bij de toevoer van een impuls aan de ingang een uitgangsimpuls levert met een vaste amplitude maar tegengestelde polariteit; de versterkingsfactor kan groot zijn, in welk geval men van een omkeerversterker spreekt.

2.4.5. *De bistabiele multivibrator*

Door twee omkeerversterkers in cascade te schakelen en de uitgang terug te verbinden met de ingang krijgen we een schakeling die *bistabiele multivibrator* wordt genoemd. We zullen hiervan eerst de overdrachtsfunctie bepalen in het geval van de in fig. 2.18a afgebeelde schakeling met twee identieke omkeerversterkers. De reden dat in de emitteraansluitingen twee gelijkspanningsbronnen U_E zijn opgenomen zal in de loop van de bespreking duidelijk worden. Bij de drie in de figuur getekende overdrachtsfuncties zijn we ervan uitgegaan dat de tweede trap geen belasting van de eerste inhoudt, dat wil zeggen dat $R \gg R_L$. Fig. 2.18b en c zijn gelijk aan fig. 2.17c, behalve dat de krommen als gevolg van de aanwezigheid van U_E naar rechts verschoven en verkort zijn. Let er op dat *U_E geen invloed heeft op de hellingen*, wat te verifiëren is door differentiële analyse van elk der drie toestanden.

Laten we nu het verloop nagaan van de totale overdrachtscurve u_3 versus u_1, fig. 2.18d, waarbij we elk lijnstuk apart beschouwen. Stel dat u_1 om te beginnen negatief is. Uit fig. 2.18b volgt dan dat $u_2 = U_C$ en de eerste transistor T1 gesperd (niet-geleidend) is. Uit fig. 2.18c blijkt dat onder deze omstandigheden $u_3 = U_E$, terwijl de tweede transistor T2 verzadigd is. Als we nu u_1 opvoeren bereikt T1 voor de waarde $u_1 = U_E$ het actieve gebied. Is de versterking $\alpha_e R_R/R$ groter dan 1, dan is $u_{2a} < U_C$, zodat T2 in het verzadigingsgebied blijft. Voor $u_1 > u_{1a}$, waarin u_{1a} volgt uit fig. 2.18b en c, zal T2 het verzadigingsgebied verlaten waardoor u_3 gaat oplopen. Voor $u_1 = u_{1b}$ bereikt T1 het verzadigingspunt op hetzelfde ogenblik dat T2 het afsnijpunt bereikt, zodat voor $u_1 > u_{1b}$ de uitgang u_3 de afsnijwaarde van U_C krijgt.

De schakeling zoals die in fig. 2.18 is getekend is niet erg praktisch. Maar omdat het geheel in dit geval een *positieve* versterking vertoont die groter dan 1 kan zijn, bestaat de mogelijkheid om de schakeling zo te veranderen dat het uitgangssignaal teruggekoppeld wordt op de ingang, dat wil zeggen we kunnen de spanning u_3 als ingang gebruiken in plaats van u_1, op de wijze van fig. 2.19a. Hetzelfde circuit is in meer gebruikelijke vorm getekend in fig. 2.19b. Waar het op neerkomt is dat we aan fig. 2.18a een lineaire beperking $u_1 = u_3 + u_{tr}$ hebben toegevoegd, waarin u_{tr} de triggerspanning is, dat wil zeggen de spanning die nodig is om de multivibrator van de ene in de andere toestand om te schakelen. In fig. 2.19c is deze beperking gesuperponeerd op de overdrachtsfunctie, hetgeen een werkpunt A levert waarvoor T2 gesperd is, en T1 verzadigd. Als nu u_{tr} tot nul wordt gereduceerd zal punt A naar links bewegen, waarbij T2 gesperd blijft en T1 verzadigd. Maken we u_{tr} evenwel voldoende negatief, dan snijdt de lijn $u_1 = u_3 + u_{tr}$ de overdrachtscurve niet langer in $u_3 = U_C$, maar in $u_3 = U_E$. Deze situatie is aangegeven door de streeplijn in fig. 2.19c. De schakeling gaat hierbij plotseling over op

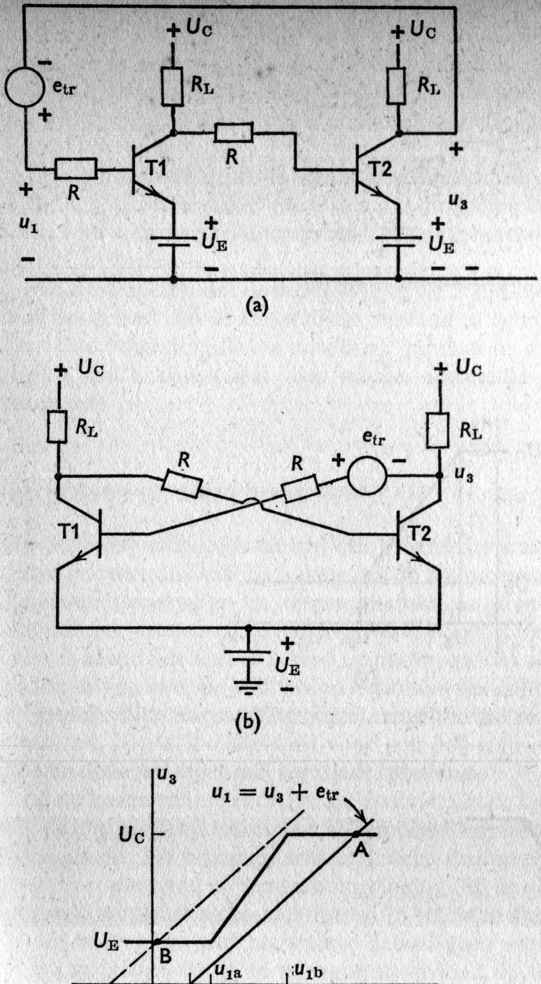


Fig. 2.18. Twee in cascade geschakelde omkeerschakelaars.

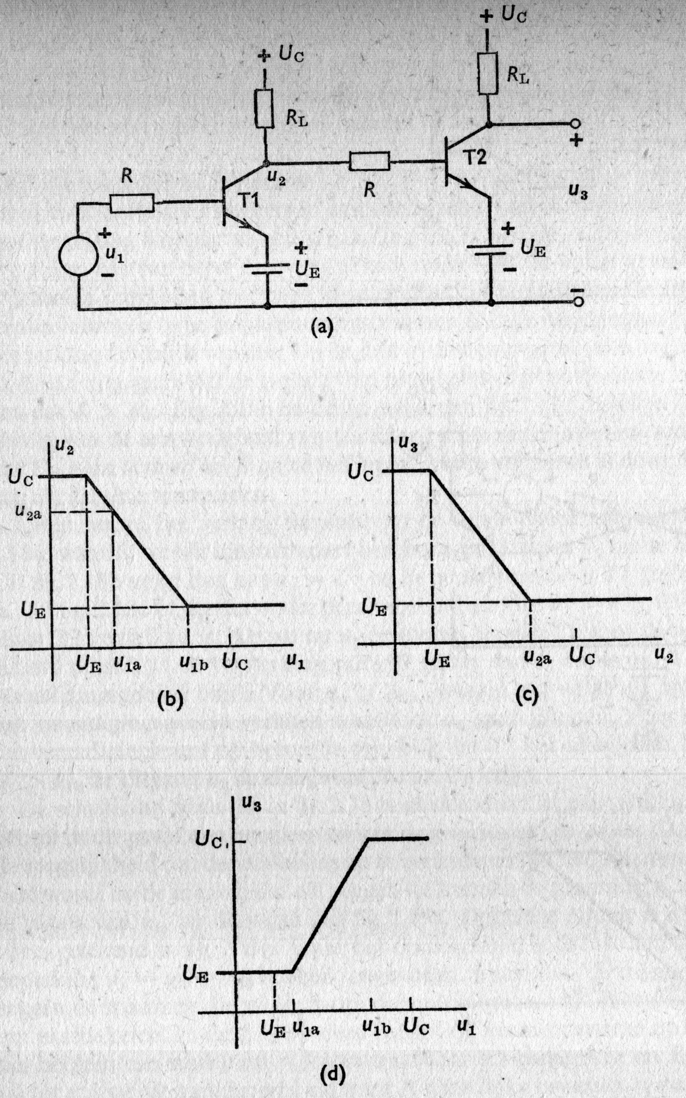


Fig. 2.19. Bistabiele multivibrator.

een nieuw werkpunt B, waarvoor T2 verzadigd en T1 gesperd is. Met andere woorden, ten gevolge van de verlaging van de triggerspanning is de schakeling van toestand veranderd. Als we u_{tr} vervolgens weer op de oorspronkelijke waarde brengen gaat de schakeling weer naar de uitgangstoestand terug. De toevoer van opeenvolgende positieve en negatieve triggerimpulsen doet zodoende het circuit heen en weergaan van de ene toestand in de andere.

Bij de voorstelling in de figuur is aangenomen dat de transistors identiek zijn en $\alpha_e R_1/R > 1$, om er zeker van te zijn dat de helling in het actieve gebied groter is dan 1. Deze voorwaarde is voldoende om te garanderen dat er slechts twee stabiele toestanden kunnen optreden.

We concluderen dat de schakeling in fig. 2.19b twee stabiele toestanden bezit en dat men het geheel van de ene stabiele toestand in de andere kan laten overgaan door een geschikte triggerimpuls toe te voeren; vandaar de naam *bistabiele multivibrator* of wel *flipflop*. Dit circuit wordt voor velerlei doeleinden in digitale en impulsschakelingen toegepast.

2.5. TEMPERATUURAFHANKELIJKHEID

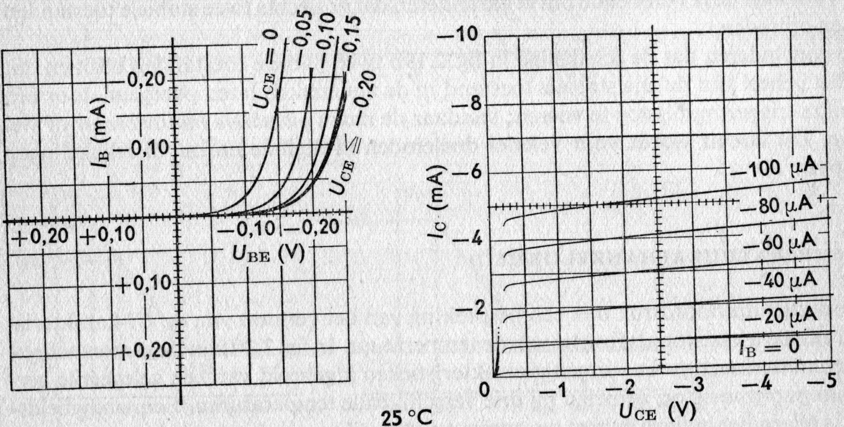
We besluiten dit hoofdstuk met een bespreking van het verloop van de *UI*-karakteristieken van de transistor als functie van de temperatuur. In fig. 2.20 zijn de gemeenschappelijke-emitteringangs- en -uitgangskarakteristieken afgebeeld van een gelegeerde germanium pnp-transistor, gemeten bij drie verschillende temperaturen. Eenvoudigheidshalve is alleen het actieve gebied weergegeven, dat wil zeggen het gebied met doorlaatvoorspanning over de emitter- en tegenvoorspanning over de collectordiode. Verder is de gebruikelijke voorstellingswijze aangehouden met het actieve gebied in het eerste kwadrant, ook al betekent dit voor een pnp-transistor dat we een negatieve stroom moeten uitzetten tegen een negatieve spanning.

Bij de keuze van de coördinaten zoals die in de figuur is gebruikt, is de verplaatsing van de ingangskarakteristieken bij temperatuurverhoging vooral naar beneden en naar links gericht. De uitgangskarakteristieken daarentegen vertonen een aanzienlijke opwaarts verschuiving bij temperatuurstijging. Bij de onderhavige transistor bedraagt deze laatste verplaatsing bijna 5 mA bij 75 °C. Men dient er hierbij echter wel op te letten dat de ondergrens van het actieve gebied geen verschuiving van betekenis vertoont, niettegenstaande de grote temperatuurinvloed op de karakteristieken. Uit de figuur blijkt duidelijk dat de curven voor *positieve* basisstroom (beneden de $I_B = 0$ lijn) een sterk afwijkend gedrag vertonen.

Het verloop van de transistorkarakteristieken als functie van de temperatuur is eenvoudig te verklaren aan de hand van het Ebers-Moll-model. Uit (2.11) en de navolgende behandeling is gebleken dat de gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken in wezen neerkomen op diodekarakteristieken. We mogen dan ook verwachten dat de voornaam-

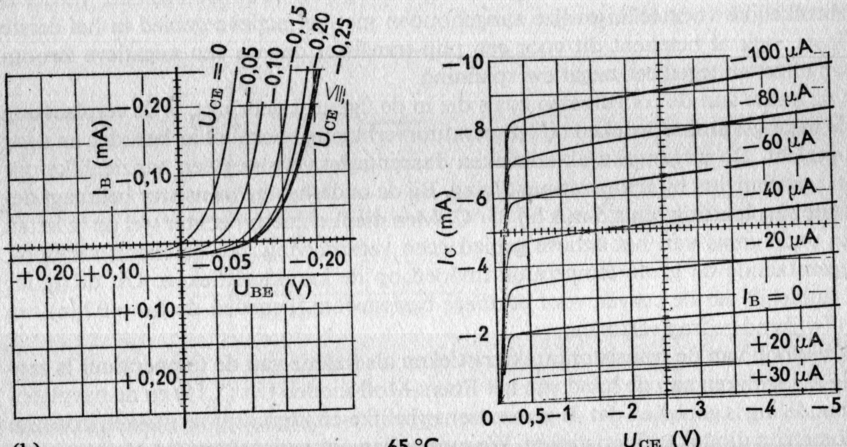
ste temperatuurinvloed bestaat uit een verandering van de 'verzadigingsstroom', die voor deze karakteristieken wordt gegeven door (2.16). Doordat deze stroom direct afhangt van I_{CS} is de waarde ervan uiterst gevoelig voor temperatuursinvloeden, zoals uit fig. 1.5 en 1.6 blijkt.

De $U_{CE} = 0$ curve van de ingangskarakteristieken moet altijd door de oorsprong gaan, omdat alle stromen nul moeten zijn voor $U_{CE} = U_{BE} = 0$. Dit feit, gecombineerd met de bekende temperatuurafhankelijkheid van de stroom zoals die in (2.16) is



(a)

25 °C



(b)

65 °C

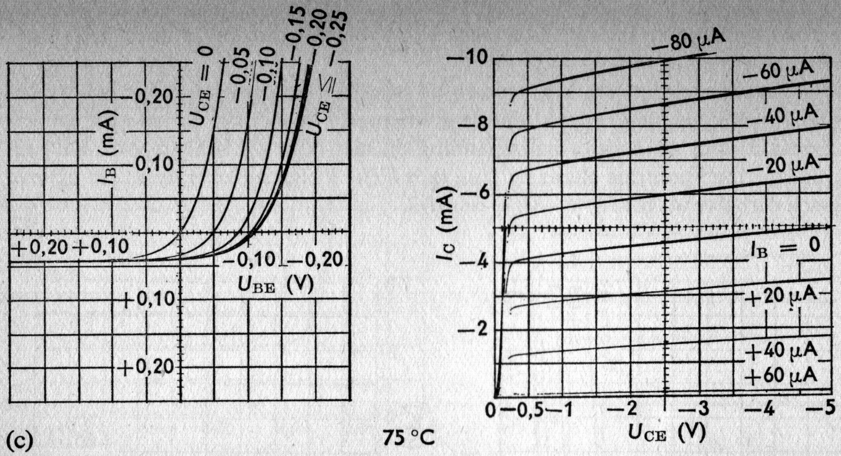


Fig. 2.20. Gemeenschappelijke-emitter karakteristiekenvan een gelegeerde germanium pnp-transistor, gemeten bij 25 °C, 65 °C en 75 °C.

gegeven, maakt het ons mogelijk om het verloop van de ingangscurven met de temperatuur te voorspellen.

Bij de berekening van voorspanningen is het dikwijls praktisch om de temperatuurafhankelijkheid van de ingangskarakteristieken uit te drukken in de verandering van U_{BE} bij constante I_E. Het verband dat we hiervoor nodig hebben kunnen we afleiden uit de Ebers-Moll-vergelijkingen en de uitdrukking voor de temperatuurafhankelijkheid voor de verzadigingsstroom:

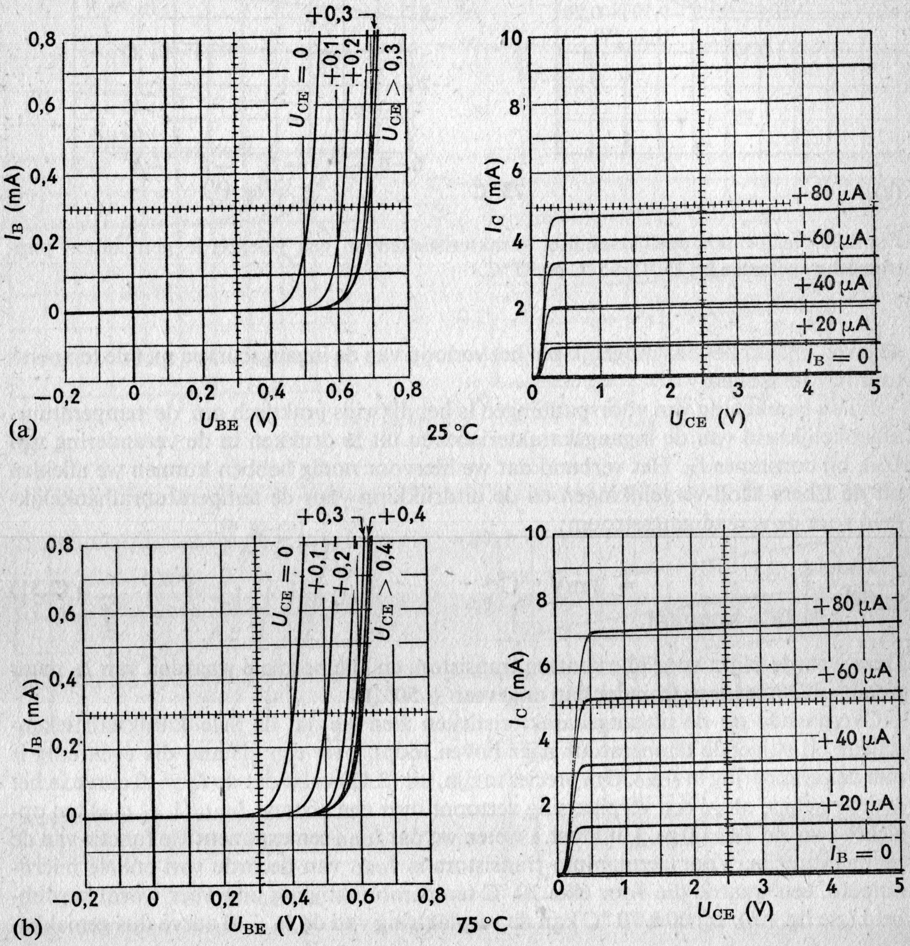
$$\left.\frac{\partial\,|U_{BE}|}{\partial T}\right|_{I_E = \text{constant}} \approx 2\,\text{mV} \cdot {}^\circ\text{C}^{-1} \tag{2.31}$$

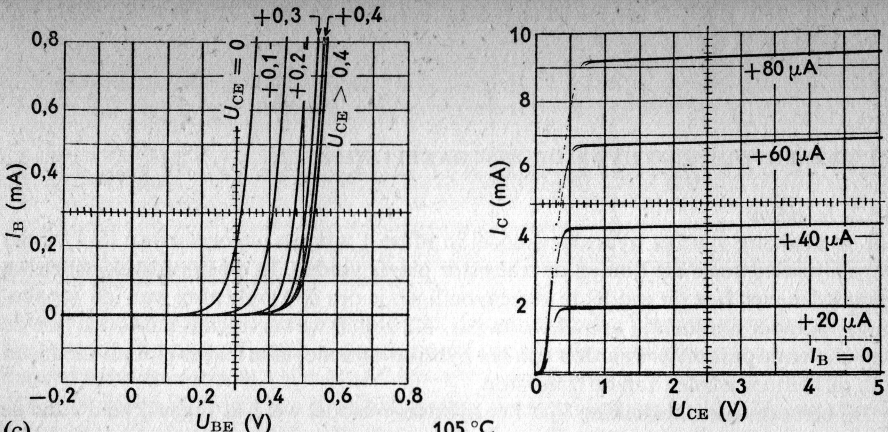
Deze waarde blijkt voor alle soorten transistors en alle normale waarden van I_E maar weinig uiteen te lopen (minder dan ongeveer $\pm$ 50%).

Overgaande op de uitgangskarakteristieken zien we dat de hele karakteristiekenschaar bij stijgende temperatuur naar boven loopt, over een afstand die evenredig is met de verandering in I_{CBO}. Om precies te zijn, uit (2.12) volgt dat de $I_B = 0$ curve in het actieve gebied altijd een verplaatsing vertoont over een afstand $I_{CBO}/(1 - \alpha_{bF})$ ten opzichte van de $I_C = 0$ as. Uit hfdst. 1 weten we dat I_{CBO} een exponentiële functie van de temperatuur is. Voor germanium transistors is I_{CBO} van de orde van enkele microampère, een waarde die voor elke 10 °C temperatuurstijging ongeveer wordt verdubbeld (zie fig. 1.6). Bij 60 à 70 °C kan de verplaatsing van de $I_B = 0$ curve dus gemakke-

lijk meerdere millampère bedragen, hetgeen wordt bevestigd door de in fig. 2.20 afgebeelde karakteristieken.

Het afwijkende verloop van de krommen bij positieve basisstroom in het actieve gebied is begrijpelijk als men bedenkt dat de grens tussen het actieve en het afsnijgebied wordt bepaald door de emitter-basisspanning en niet door de basisstroom. De toestandsverandering vindt dus plaats by $U_{BE} \approx 4\,kT/e$. Volgens (2.17) strekt het actieve gebied zich derhalve uit tot $I_C = -(1 - \alpha_{bR})I_{CS}$.





(c) 105 °C

Fig. 2.21. Gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken van een silicium npn-transistor gemeten bij 25 °C, 75 °C en 105 °C.

Fig. 2.21 geeft de ingangs- en uitgangskarakteristieken van een planaire silicium npn-transistor, gemeten bij drie verschillende temperaturen. Bij de in de figuur gebruikte coördinatenkeuze verlopen de ingangskarakteristieken bij temperatuurstijging weer naar beneden en naar links, maar I_{CS} is zo klein dat het bij de gegeven schaal moeilijk te zien is of er een merkbare verplaatsing naar beneden optreedt. (2.31) is waarschijnlijk nog de beste weergave van de temperatuurafhankelijkheid van deze karakteristieken in formulevorm.

Voor silicium transistors is de verplaatsing van de uitgangskarakteristieken nauwelijks waarneembaar omdat I_{CBO} zo klein is, en dat ondanks het feit dat I_{CBO} in werkelijkheid in silicium veel sneller oploopt met de temperatuur dan in germanium. Bij hogere temperaturen wordt I_{CBO} in silicium ongeveer verdubbeld bij elke 7 °C temperatuurstijging. De voornaamste verandering van de uitgangskarakteristieken in fig. 2.21 is wel de sterke stijging van α_{eF} met de temperatuur als gevolg van de grotere thermische beweging van de ladingdragers.

3. HET HYBRIDE-π-MODEL, PARAMETERBEPALING EN EIGENSCHAPPEN

3.1. VEREENVOUDIGDE HYBRIDE-π-SCHAKELINGEN

3.1.1. *Inleiding*

Bij de afleiding van het hybride-π-model in hfdst. 1 zijn we uitgegaan van de fysische verschijnselen zoals die binnen de transistor plaats vinden. In dit hoofdstuk willen we eerst laten zien hoe dit model te vereenvoudigen is om de berekening van de schakelingen minder omslachtig te maken. In par. 3.2 zullen we vervolgens aantonen hoe de verschillende parameterwaarden van het hybride-π-model af te leiden zijn uit metingen van de klemvariabelen van de transistor.

Bij een eerste kennismaking lijkt het hybride-π-model wel wat ingewikkeld voor de analyse van schakelingen. We zullen echter aantonen dat enkele elementen in het model binnen bepaalde belastingsimpedantie- of frequentiebereiken een overheersende rol spelen, terwijl andere elementen onder die omstandigheden geheel verwaarloosd mogen worden. Slechts zelden is het nodig om het volledige model te gebruiken. We willen in deze paragraaf in detail ingaan op enkele vereenvoudigde modellen, omdat deze de sleutel leveren voor een goed inzicht in en gebruik van het hybride-π-model.

Men dient zich hierbij wel te realiseren dat, zoals reeds bij onze bespreking van de fysische verschijnselen is gebleken, de responsie van de transistor voor kleine signalen niet alleen een functie is van de frequentie, maar ook van de ligging van het werkpunt en de temperatuur. Eenvoudigheidshalve zullen we de behandeling in dit hoofdstuk echter beperken tot het gedrag van de transistorschakeling als functie van de frequentie zonder meer. De invloeden van werkpunt en temperatuur komen in hfdst. 4 aan de orde.

3.1.2. *De drie frequentiegebieden*

Onze eerste en belangrijkste opgave is nu om na te gaan hoe bij een gegeven werkpunt en temperatuur het hybride-π-model tot een aantal vereenvoudigde versies kan worden gereduceerd, waarvan elk binnen een beperkt frequentiebereik geldig is. Om de relatieve invloed van de verschillende onderdelen van het model bij de uiteenlopende frequenties te kunnen vaststellen, moeten we er bij onze bespreking bepaalde numerieke waarden aan toekennen. Dit is in fig. 3.1 gedaan voor de hybride-π-elementen van een planaire silicium transistor bij $U_{CE} = 10$ V, $I_C = 10$ mA en $T = 290$ °K. Denk er echter aan dat de getallen in de figuur weliswaar representatief zijn voor het betreffende werkpunt, maar geenszins algemeen geldend. Zoals nog zal blijken kunnen bijvoorbeeld r_π en g_m wel een factor 10 verlopen als I_C een dergelijke verandering ondergaat. Verder lopen de waarden van C_π en C_μ voor verschillende transistoruitvoeringen sterk uiteen, zelfs voor een gelijk werkpunt. Het feit echter dat de getallen waar het hier en bij de

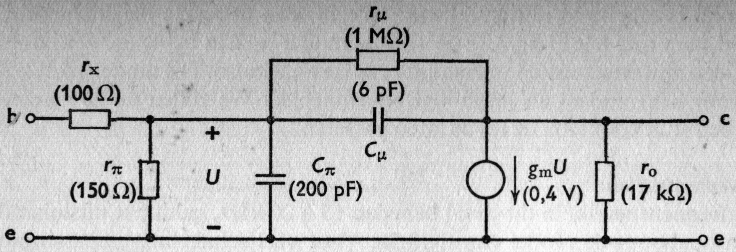


Fig. 3.1. Hybride-π-model met representatieve numerieke waarden voor een planaire silicium transistor bij $U_{CE} = 10$ V en $I_C = 10$ mA.

volgende bespreking om gaat variëren met de temperatuur, het werkpunt en het transistortype, doet niets af aan het uitgangspunt: de afleiding van vereenvoudigde versies van het hybride-π-model.

Laten we nu allereerst een ruwe berekening uitvoeren om een beeld te krijgen van de relatieve invloed van de beide elementen r_μ en C_μ in de terugkoppellus van het model. Bij de frequentie

$$\frac{1}{2\pi C_\mu r_\mu} = \frac{1}{(2\pi)(6)(10^{-12})(10^6)} \approx 27 \text{ kHz} \tag{3.1}$$

is de weerstand r_μ gelijk aan de reactantie van C_μ. Bij frequenties ver boven deze waarde zal de condensator C_μ dus veel belangrijker zijn dan r_μ, zodat we r_μ dan mogen verwaarlozen. Bij frequenties ver beneden 27 kHz daarentegen wordt de weerstand r_μ veel belangrijker dan C_μ, zodat dan C_μ buiten beschouwing kan blijven.

De relatieve invloed van r_π en C_π kunnen we op een analoge manier bepalen. Bij frequenties ver boven

$$\frac{1}{2\pi C_\pi r_\pi} = \frac{1}{(2\pi)(200)(10^{-12})(150)} \approx 5{,}2 \text{ mHz} \tag{3.2}$$

zal de condensator C_π een belangrijker rol spelen dan r_π, terwijl bij frequenties ver beneden deze waarde de invloed van r_π zal overheersen.

Het zal duidelijk zijn dat deze berekeningen met een zeer grote marge genomen dienen te worden, maar zelfs dan staat wel vast dat de beide in (3.1) en (3.2) berekende frequenties meer dan een factor 100 uiteen liggen. We mogen de beide waarden zodoende gebruiken voor een zeer globale verdeling van het hybride-π-model in drie verschillende frequentiebereiken: een 'laagfrequentgebied' waarbinnen beide condensators C_π en C_μ verwaarloosd mogen worden; een 'middenfrequentgebied' waarbinnen r_μ en C_π verwaarloosd mogen worden; en een 'hoogfrequentgebied' waarbinnen beide weerstanden r_μ en r_π verwaarloosd mogen worden.

De modellen die met de bovenstaande laag- en hoogfrequentgebieden overeenkomen zijn in fig. 3.2a en b afgebeeld. Het middenfrequentmodel zoals dat hierboven is gede-

finieerd (maar niet is afgebeeld in fig. 3.2), heeft slechts een beperkte bruikbaarheid. Veel vaker werkt men met het in fig. 3.2c getekende model waarin beide condensators C_μ en C_π behouden zijn en alleen de weerstand r_μ is verwaarloosd. Dit model geldt zodoende zowel voor het midden- als het hoogfrequentgebied. We zullen nu de vereenvoudigde modellen stuk voor stuk de revue laten passeren.

3.1.3. *Laagfrequentmodellen*

Binnen het laagfrequentbereik, in dit geval beneden 15 à 20 kHz, geldt het uitsluitend uit weerstanden opgebouwde model van fig. 3.2a. Voor veel schakelingstoepassingen echter kunnen we deze op zichzelf al vrij simpele versie nog verder vereenvoudigen. Om

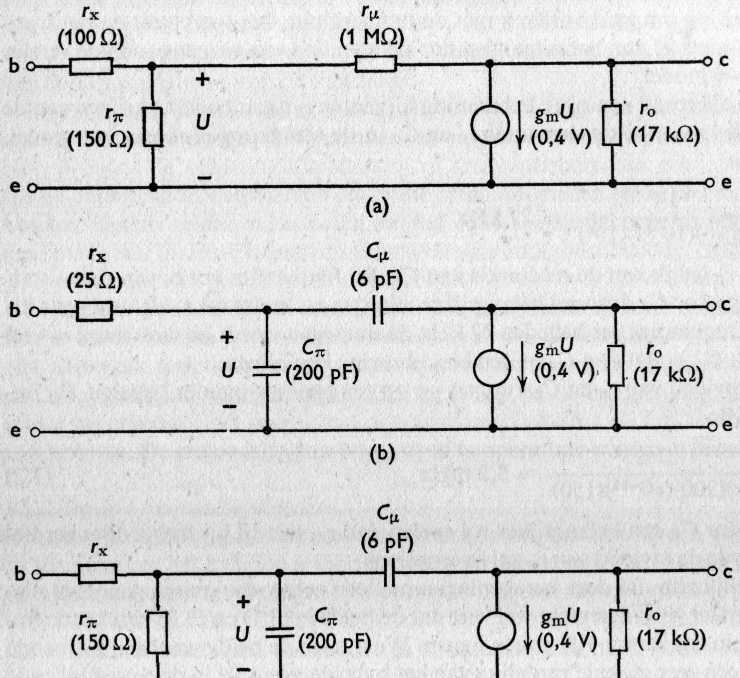


Fig. 3.2. Vereenvoudigde hybride-π-modellen: a. model dat geschikt is voor gebruik bij lage frequenties; b. model voor gebruik bij hoge frequenties, waar $f_\alpha < f < \omega_b/2\pi$; c. model voor gebruik in het gebied van hoge en middenfrequenties, tot $\omega_b/2\pi$ [de frequentie ω_b is gedefinieerd door (3.46)].

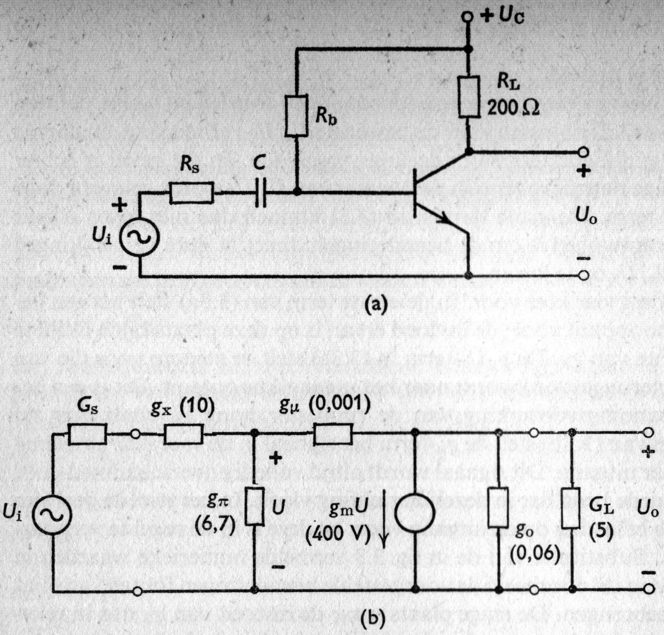


Fig. 3.3. Eenvoudige getransistoriseerde versterker: a. schakeling; b. vervangingsschema met gebruikmaking van het hybride-π-model voor lage frequenties. De waarden van de elementen zijn in eenheden mS vermeld.

dit aan te tonen zullen we de spanningsversterking voor lage frequenties berekenen van het in fig. 3.3a afgebeelde extra vereenvoudigde getransistoriseerde circuit. Fig. 3.3b geeft de betreffende schakeling weer zoals men die krijgt door het hybride-π-model in te vullen. We nemen aan dat de voorspanningsweerstand en de koppelcondensator beide zo'n grote waarde hebben dat hun invloed op het gedrag van de schakeling buiten beschouwing kan blijven, althans voor het frequentiebereik waar het ons nu om gaat.

Bij de analyse van de schakeling kunnen we het best uitgaan van de knooppuntsvergelijkingen, en voor het gemak zijn de elementen in het model daarom als conductanties geschreven ($g_\pi = 1/r_\pi$, $g_x = 1/r_x$ etc.); de getalwaarden stellen de geleidbaarheid in mS voor. Als de twee onbekende variabelen kiezen we de uitgangsspanning U_o en de spanning U die de afhankelijke bron stuurt. De knooppuntsvergelijkingen worden zodoende:

$$(G_s' + g_\pi + g_\mu)U - g_\mu U_u = G_s' U_i \qquad (3.3a)$$

$$(g_m - g_\mu)U + (g_\mu + g_o + G_L)U_o = 0 \qquad (3.3b)$$

waarin $G_s' = 1/R_s + r_x)$ is gesteld.

Om nu na te gaan of hiervan termen verwaarloosd mogen worden en welke dat dan eventueel zijn, moeten we (3.3) oplossen voor de gewenste U_o/U_i-verhouding, en dan de grootte van de vermenigvuldigde termen onderling vergelijken. In dit geval is echter meteen te zien dat de enige negatieve term in de noemer van U_o/U_i wordt geleverd door $(-g_\mu^2)$, een zeer kleine term. De grote termen in (3.3) kunnen dus niet tegen elkaar wegvallen, zodat het verantwoord is om de benaderingen direct in deze vergelijkingen uit te voeren, alvorens U_o/U_i op te lossen.

De conductantie g_μ komt vier keer voor. In de eerste term van (3.3a) stelt het een belasting op het ingangsknooppunt voor; de invloed ervan is op deze plaats bijna altijd te verwaarlozen ten opzichte van g_π. De $g_\mu U_o$-term in (3.3a) stelt de stroom voor die van het uitgangsknooppunt teruggevoerd wordt naar het ingangsknooppunt. Dit is een belangrijke term als de spanningsversterking van de transistor hoog is, zoals nog zal blijken. In de eerste term van (3.3b) stelt de g_μ-term het signaal in de *voorwaartsrichting* voor, dus van ingang naar uitgang. Dit signaal wordt altijd volledig overschaduwd door het signaal van de gestuurde bron dat in dezelfde richting vloeit. In het tweede deel van (3.3b) stelt de g_μ-term de belasting op de uitgang voor, en deze is in de regel te verwaarlozen vergeleken met g_o. Substitutie van de in fig. 3.3 vermelde numerieke waarden in (3.3a) en (b) bevestigt dat in dit voorbeeld de voorgestelde benaderingen fouten van minder dan 1% met zich meebrengen. De enige plaats waar de invloed van g_μ dus in rekening gebracht moet worden bij de verdere berekeningen, is in de tweede term (de terugkoppelterm) van (3.3a).

Uit de substitutie van de numerieke waarden blijkt bovendien dat de g_o-term in de regel te verwaarlozen is ten opzichte van G_L, tenzij de belastingsweerstand groot is (van de orde van 10 kΩ). Hiervan uitgaande kunnen we (3.3a) en (b) vereenvoudigen tot:

$$\begin{aligned} (G_s' + g_\pi)U - g_\mu U_o &= G_s' U_i \\ g_m U + G_L U_o &= 0 \end{aligned} \qquad (3.4)$$

Deze vergelijkingen leveren de spanningsversterking U_o/U_i door eenvoudig U te elimineren:

$$\frac{U_o}{U_i} = \frac{-g_m G_s'}{(G_s' + g_\pi)G_L + g_m g_\mu} \qquad (3.5)$$

Het belang van de enige nog overgebleven g_μ-term in deze vergelijking hangt af van de verhouding tussen de twee termen in de noemer. Nauwkeuriger gezegd, als

$$g_m g_\mu \ll (G_s' + g_\pi)G_L \qquad (3.6)$$

mag de g_μ-term in (3.5) worden verwaarloosd. Let er op dat dit een heel ander soort benadering is dan die welke in de voorgaande alinea's ten aanzien van g_μ is toegepast. In

het voorgaande geval vergeleken we de relatieve grootte van de verschillende geleidingselementen in het transistormodel zoals die *in dezelfde vorm* van de knooppuntsvergelijkingen voorkwamen. In (3.5) gaat het daarentegen om de relatieve grootte van uitgewerkte termen zoals die voorkomen in één gegeven uitdrukking, te weten de spanningsversterking U_o/U_i. Het eerste stelsel benaderingen geldt dan ook voor *alle* berekeningen die op deze schakeling betrekking hebben; de benaderingen op basis van ongelijkheid (3.6) daarentegen hebben een veel beperktere geldigheid.

In ongelijkheid (3.6) speelt impliciet ook de bronweerstand R_s een rol. Het is echter gewenst om een 'verwaarlozingscriterium' van g_μ te vinden dat voor elke waarde van R_s geldt. Een dergelijke voorwaarde vinden we in

$$g_m g_\mu \ll g_\pi G_L \tag{3.7}$$

die, zoals duidelijk zal zijn, restrictiever is dan ongelijkheid (3.6) (aannemende dat R_s positief is). We kunnen ongelijkheid (3.7) ook uitdrukken in de spanningsversterking van het inwendige knooppunt U tot de uitgang U_o:

$$g_\mu \ll \frac{g_\pi}{U_o/U} \tag{3.8a}$$

of wel

$$r_\mu \gg r_\pi \frac{U_o}{U} \tag{3.8b}$$

Omdat r_μ normaliter meer dan duizend maal zo groot is als r_π, blijkt uit ongelijkheid (3.8b) dat we de terugkoppelingsweerstand bij de berekening van de spanningsversterking geheel mogen verwaarlozen, tenzij de inwendige spanningsversterking een waarde van meerdere honderden bereikt. Is dit niet het geval, dan gaat (3.5) zodoende over in:

$$\frac{U_o}{U_i} = -g_m R_L \frac{G_s'}{G_s' + g_\pi} = -g_m R_L \frac{r_\pi}{R_s + r_x + r_\pi} \tag{3.9}$$

Uit een analoge beschouwing blijkt dat ongelijkheid (3.8) eveneens de juiste voorwaarde levert om r_μ te mogen verwaarlozen bij de berekening van de stroomversterking en

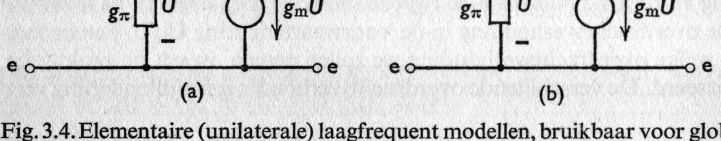


Fig. 3.4. Elementaire (unilaterale) laagfrequent modellen, bruikbaar voor globale berekeningen. In beide is de terugkoppeling van het uitgangsknooppunt naar het ingangsknooppunt verwaarloosd, en eveneens de uitgangsweerstand r_o.

de ingangsimpedantie. Bij al deze berekeningen mogen we zodoende uitgaan van het in fig. 3.4a afgebeelde *unilaterale* hybride-π-model, dat veel eenvoudiger is dan de gewone versie. Dit model is zelfs eenvoudig genoeg om uitdrukkingen als (3.9) zonder meer uit de configuratie te kunnen afleiden. Het model, en ook de versie van fig. 3.4b waarin bovendien r_x is weggelaten, kan goede diensten bewijzen bij een eerste globale berekening voor lage frequenties.

3.1.4. *Midden- en hoogfrequentmodellen*

De in fig. 3.2c afgebeelde versie is waarschijnlijk de meest gebruikte vorm van het hybride-π-model, omdat het over het hele midden- en hoogfrequentbereik toegepast mag worden, hetgeen in ons voorbeeld betekent van 30 à 40 kHz tot ongeveer 50 MHz. Mag g_μ bij lage frequenties verwaarloosd worden, waarvoor de condities hierboven zijn behandeld, dan geldt het model in fig. 3.2c *voor het hele bereik van gelijkstroom tot* 50 MHz! Als illustratie van het gebruik ervan willen we nu de verhouding uitgangsspanning/ingangsstroom berekenen voor de in fig. 3.5a afgebeelde eenvoudige versterker.

De voornaamste reden dat we de transistor in dit voorbeeld door een stroombron laten sturen is dat de volgende bespreking daardoor wordt vereenvoudigd. Er doet zich nu echter wel de vraag voor: welke berekening van de overdrachtsfunctie moeten we nu toepassen om het versterkergedrag te beschrijven? Er zijn in beginsel namelijk twee manieren om het versterkergedrag te bepalen bij voorgeschreven bron- en belastingsimpedantie:

1. We kunnen de Thévenin-vervanging (of Norton-vervanging) bij de uitgangsaansluiting van de versterker bepalen voor sturing door de bekende bron. Dit betekent dat we de kortsluitspanning (of kortsluitstroom) en de uitgangsimpedantie moeten berekenen van de *transistor-broncombinatie*. Beschikken we eenmaal over één van deze vervangingsschakelingen, dan is het verder een eenvoudige zaak om de overdrachtsfactor van de versterker te vinden bij de voorgeschreven belastingsimpedanties.

2. Een andere manier is om de ingangsimpedantie en de overdrachtsversterking in de voorwaartsrichting te berekenen van de *transistor-belastingcombinatie*. Bij deze berekening werken we dus met de gegeven (of willekeurige) belastingsimpedantie aangesloten op de transistoruitgang. De berekening van het versterkergedrag voor willekeurige waarden van de bronimpedantie is dan verder eenvoudig.

De keuze tussen de twee bovenstaande methoden wordt voornamelijk bepaald door de overweging welke van beide in de gegeven situatie de gemakkelijkste oplossing levert. Voor de schakeling van fig. 3.5 zullen we de tweede methode toepassen en de ingangsimpedantie plus de overdrachtsverhouding in de voorwaartsrichting $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ berekenen. Ook de beslissing welke overdrachtsverhouding we zullen nemen, wordt op praktische overwegingen gebaseerd. De verschillende overdrachtsverhoudingen zijn onderling verbonden door

$$\mathbf{U}_o = \mathbf{I}_o\mathbf{Z}_L \tag{3.10}$$

$$\mathbf{U}_i = \mathbf{I}_i\mathbf{Z}_{in} \tag{3.11}$$

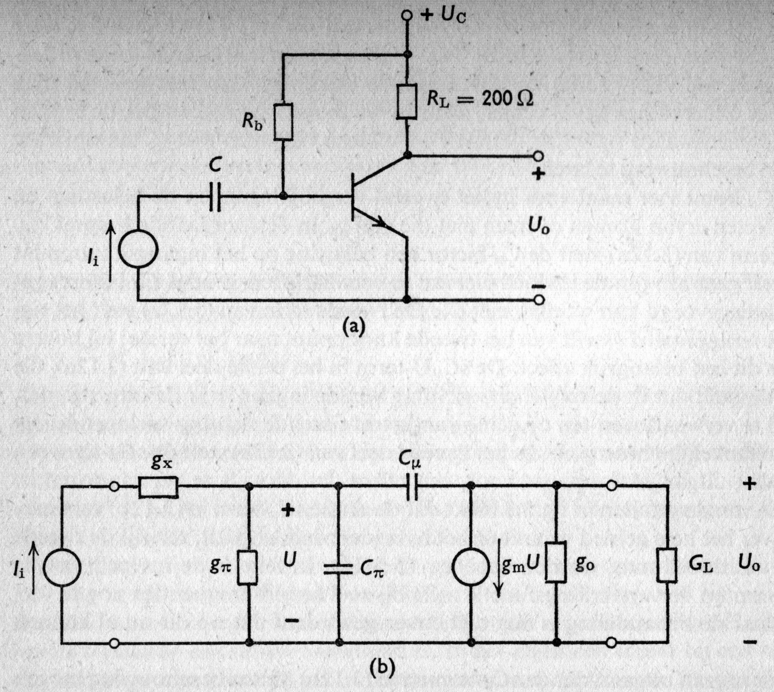


Fig. 3.5. Eenvoudige getransistoriseerde versterker: a. schakeling; b. vervangingsschema voor midden- en hoge frequenties.

waarin $\mathbf{Z}_L$ de belastingsimpedantie en $\mathbf{Z}_{in}$ de ingangsimpedantie van de transistor-belastingscombinatie is. Zo vinden we door (3.10) te delen door (3.11) dat de spanningsversterking gelijk is aan de stroomversterking maal de verhouding tussen belastings- en ingangsimpedantie, een betrekking die we nog in hfdst. 6 zullen gebruiken.

Het model voor de berekening van $\mathbf{U}_o/\mathbf{I}_i$ is in fig. 3.5b getekend; de invloed van de voorspanningsweerstand R_b is hierin weer buiten beschouwing gelaten. De knooppuntsvergelijkingen zijn voor dit vervangingsschema, met $s = j\omega$ als complexe-frequentievariabele:

$$(g_\pi + sC_\pi + sC_\mu)\mathbf{U} - sC_\mu\mathbf{U}_o = \mathbf{I}_i \quad (3.12a)$$
$$(g_m - sC_\mu)\mathbf{U} + (g_o + G_L + sC_\mu)\mathbf{U}_o = 0 \quad (3.12b)$$

Ook nu kunnen we de benaderingen weer direct in (3.12) invoeren omdat hieruit zonder meer duidelijk is dat de enige negatieve term in de noemer van $\mathbf{U}_o/\mathbf{I}_i$ wordt ge-

leverd door $-(sC_\mu)^2$, een zeer kleine term. De grote termen in (3.12) kunnen dus weer niet tegen elkaar wegvallen. Zoals in hfdst. 8 zal blijken komt dit in het geval van inductieve belastingen wél voor, zodat de bovenstaande werkwijze dan niet gevolgd mag worden. In het onderhavige geval echter, waarbij we mogen aannemen dat de termen elkaar niet noemenswaard opheffen, kunnen we meteen beginnen met g_o ten opzichte van G_L buiten beschouwing te laten.

De term sC_μ komt vier maal voor in het tweetal vergelijkingen, en de belasting- en koppelingseffecten ervan komen overeen met die van g_μ in de voorgaande bespreking. In de eerste term van (3.12a) stelt de C_μ-factor een belasting op het ingangsknooppunt voor. Het heeft geen zin om de invloed hiervan te verwaarlozen, omdat C_μ immers gemakkelijk samengevoegd kan worden met C_π. De tweede term van (3.12a) stelt het signaal voor dat *teruggevoerd* wordt van het tweede knooppunt naar het eerste; bij hogere frequenties is dit een belangrijk effect. De sC_μU-term in het eerste deel van (3.12a), die het signaal voorstelt dat in de *voorwaarts*-richting van de ingang naar de uitgang gaat, is bijna altijd te verwaarlozen ten opzichte van het in dezelfde richting verlopende signaal van de afhankelijke bron $g_m U$. In het tweede deel van (3.12b) stelt de sC_μ-term een belasting op het uitgangsknooppunt voor, een effect dat dikwijls te verwaarlozen is. Uit substitutie van de getallen in fig. 3.3 blijkt dat de eerste sC_μ-term in (3.12b) verwaarloosbaar is over het hele gebied waarvoor het hybride-π-model geldt, terwijl de tweede sC_μ-term verwaarloosd mag worden beneden 15 MHz. In feite is de invloed van de tweede sC_μ-term op de versterkingsfunctie zelfs bij veel hogere frequenties nog te verwaarlozen, maar de behandeling is nog niet zover gevorderd dat we dit nu al kunnen bewijzen.

We zullen er nu van uitgaan dat de sC_μ-termen in (3.12b) buiten beschouwing mogen blijven, en een nadere bepaling van het bereik waarbinnen deze veronderstelling geldt uitstellen tot hfdst. 6. Op basis van deze benadering wordt (3.12) vereenvoudigd tot:

$$[g_\pi + s(C_\pi + C_\mu)]\mathbf{U} - sC_\mu\mathbf{U}_o = \mathbf{I}_i \qquad (3.13a)$$

$$g_m\mathbf{U} + G_L\mathbf{U}_o = 0 \qquad (3.13b)$$

Oplossing naar $\mathbf{U}_o/\mathbf{I}_i$ levert:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{I}_i} = \frac{-g_m}{g_\pi G_L + s[g_m C_\mu + G_L(C_\pi + C_\mu)]} = \frac{-g_m R_L}{g_\pi + s[C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_L)]} \qquad (3.14)$$

Let er op dat op basis van de in (3.13) vervatte benaderingen de uitdrukking $\mathbf{U}_o/\mathbf{I}_i$ tot een eenvoudige eenpolige functie is teruggebracht (terwijl men op grond van de schakelingsconfiguratie, fig. 3.5b, twee polen en één nulpunt zou verwachten). Het is belangrijk dat men een inzicht krijgt in de gevolgen van deze benaderingen, niet alleen ten aanzien van de vergelijkingen maar ook ten aanzien van de *schakeling*. Op die manier kunnen we namelijk een vervangingsschema van het ingangscircuit opstellen aan de hand waarvan betrekkingen als (3.14) eenvoudig uit de configuratie af te lezen zijn.

3.1.5. *Afleiding van het vervangingsschema voor de ingangskring*

Een belangrijke manier om de schakelingsberekeningen aan de hand van het hybride-π-model te vereenvoudigen is om door het weglaten van de beide C_μ-termen in (3.12b) een vervangingsschema van de ingangskring op te stellen dat een snelle berekening mogelijk maakt van de spanning **U** die de afhankelijke bron stuurt. Hiertoe beginnen we met de berekening van de admittantie $\mathbf{I}_i/\mathbf{U}$ uit (3.13):

$$\frac{\mathbf{I}_i}{\mathbf{U}} = g_\pi + s[C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_L)] \tag{3.15}$$

In schakelingsvorm kan (3.15) worden voorgesteld door een weerstand r_π parallel aan een enkele vervangingscondensator C_t met de waarde

$$C_t = C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_L) \tag{3.16}$$

Als we hieraan dan nog de weerstand r_x toevoegen krijgen we het volledige vervangingsschema van de ingangskring, afgebeeld in fig. 3.6a.

Uit (3.16) blijkt waarom de kleine terugkoppelcondensator C_μ, in dit geval slechts 6 pF, zo'n ingrijpende invloed heeft op het gedrag van de schakeling. In het gegeven voorbeeld is $g_m R_L = 80$, zodat de 6 pF-condensator tussen ingang en uitgang de rol speelt van een 486 pF-condensator parallel met C_π.

Er geldt trouwens nog een tweede belangrijke beperking ten aanzien van (3.16) en fig. 3.6a: de berekeningen hebben betrekking op een schakeling met een resistieve belasting. *In ons vervangingsschema krijgen we alleen een zuivere capaciteit C_t als de belasting van de transistor een zuivere weerstand is.* In het algemeen treedt bij een transistor met een *belastingsimpedantie* $\mathbf{Z}_L$ een reflectie op van een *admittantie* $\mathbf{Y}_v$, gedefinieerd in fig. 3.6b. Ook dit laatste vervangingsschema kan soms nuttige diensten bewijzen bij de analyse van schakelingen, maar het vindt toch veel minder toepassing dan fig. 3.6a.

Om het nut van fig. 3.6a te illustreren zullen we het voorbeeld van par. 3.1.4 nogmaals behandelen, maar nu alleen aan de hand van het schema. In fig. 3.6a wordt de

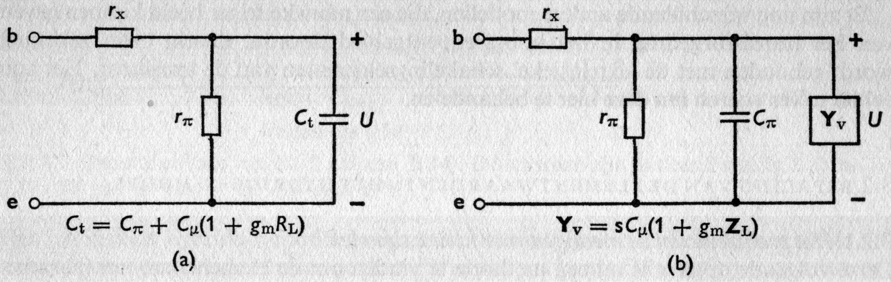


Fig. 3.6. Vervangingsschema's voor de ingangskring bij de berekening van U: a. voor alleen resistieve belasting R_L; b. voor willekeurige belastingen $\mathbf{Z}_L$.

spanning $\mathbf{U}$ over r_π veroorzaakt door de stroombron $\mathbf{I}_i$ die op de ingang is aangesloten:

$$\mathbf{U} = \frac{\mathbf{I}_i}{g_\pi + sC_t} \tag{3.17}$$

Uit fig. 3.5 volgt als we g_o en het belastingseffect van C_μ verwaarlozen

$$\mathbf{U}_o = -g_m R_L \mathbf{U} \tag{3.18}$$

Oplossing hiervan naar $\mathbf{U}_o/\mathbf{I}_i$ levert meteen:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{I}_i} = \frac{-g_m R_L}{g_\pi + sC_t}$$

hetgeen volkomen overeenkomt met (3.14).

In fig. 3.7 is de frequentiekarakteristiek van de transistor als versterker in beeld gebracht, zoals die wiskundig is geformuleerd in (3.14). De hierin gebruikte numerieke waarden komen overeen met die in fig. 3.1 en 3.5. De keuze van logaritmische coördinaten voor beide assen maakt het uitzetten van $|\mathbf{U}_o/\mathbf{I}_i|$ tegen ω bijzonder eenvoudig, doordat de curve in dit geval twee rechtlijnige asymptoten heeft. De laagfrequentasymptoot is een horizontale lijn, terwijl de hoogfrequentasymptoot een helling heeft van -1 omdat de absolute grootte ervan in dit gebied evenredig is met $1/\omega$. We herinneren eraan dat de asymptoten elkaar moeten snijden in het -3dB-punt (zie par. 6.4.2), hetgeen in de figuur inderdaad het geval is.

3.1.6. *Hoogfrequentmodellen*

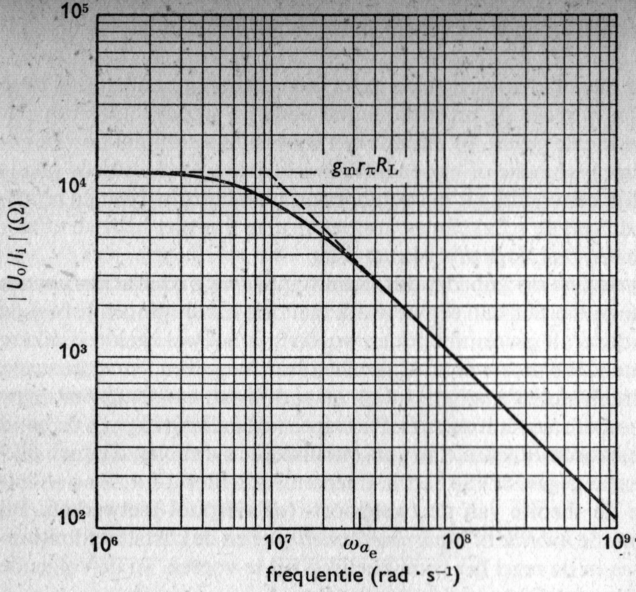
Voor berekeningen bij hoge frequenties, in ons voorbeeld meer dan omstreeks 10 MHz, speelt de weerstand r_π niet langer een rol van betekenis, zodat we hem kunnen verwaarlozen, hetgeen ook in fig. 3.2b is gedaan. De berekeningen op basis van dit model vertonen uiteraard een grote gelijkenis met die aan de hand van het midden- en hoogfrequentmodel in par. 3.1.4. We zullen er daarom hier niet verder op ingaan.

Er zijn nog verschillende andere modellen, die een nauwkeuriger beeld kunnen geven van het transistorgedrag in het hoogfrequentgebied doordat daarin beter rekening wordt gehouden met de 'extrinsieke' schakelingselementen van de transistor. Het zou echter te ver voeren om deze hier te behandelen.

3.2. BEPALING VAN DE ELEMENTWAARDEN IN HET HYBRIDE-π-MODEL

3.2.1. *Het probleem van de metingen voor kleine signalen*

Onze volgende opgave is nu een methode te vinden om de elementwaarden (parameters) van het hybride-π-model te bepalen welke voor een gegeven transistor gelden.



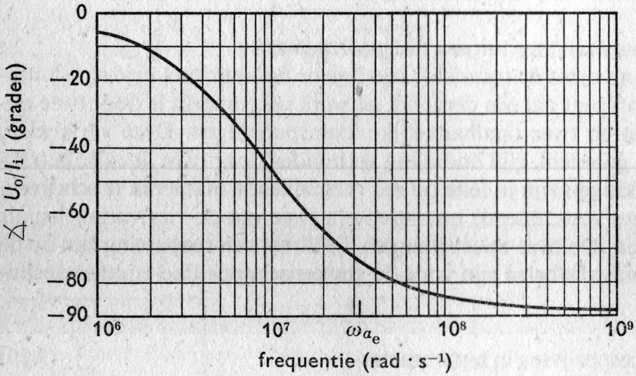


Fig. 3.7. Grootte en fase van U_o/I_i volgens (3.14). De waarden zijn ontleend aan fig. 3.5: $\omega_{\alpha e} = 3{,}17 \cdot 10^7$ rad · s^{-1}, $\omega_T = 1{,}9 \cdot 10^9$ rad · s^{-1}.

Het intrinsieke hybride-π-model bezit zeven schakelingselementen; op het eerste gezicht zou men zodoende kunnen denken dat zeven onafhankelijke metingen aan de transistoraansluitingen voldoende moeten zijn om de parameterwaarden vast te leggen. Helaas is dat niet het geval doordat extrinsieke elementen (die verband houden met niet

aan de transistorwerking deelnemende gebieden) het meetprobleem enigszins compliceren.

Bij de selectie van de te meten klemvariabelen moet men rekening houden met twee aspecten. In de eerste plaats moet de meetfrequentie zodanig worden gekozen dat slechts één element (in het ideale geval), of althans een eenvoudige combinatie van enkele elementen een overdrachtsfunctie of impedantie overheersen. In de tweede plaats moet de meting betrekkelijk eenvoudig uit te voeren, maar toch betrouwbaar en reproduceerbaar zijn. De waarde van de schakelingsparameters mag dus niet kritisch afhangen van klemmetingen die een zeer hoge precisie vereisen.

Bij de beschrijving van de diverse impedanties, admittanties en overdrachtsfuncties welke direct gemeten kunnen worden aan een netwerk met drie aansluitingen (ofwel de drie tweepoortnetwerken die eruit gevormd kunnen worden), is het wel zaak een zekere zorgvuldigheid te betrachten. We moeten namelijk niet alleen aangeven *wat* er gemeten wordt (impedantie, overdrachtsfunctie, admittantie), maar ook aan *welke* aansluitingen en hoe de *belasting* op de andere aansluitingen is. De transistorbeschrijving aan de hand van al deze klemmetingen, wordt uitgedrukt in genormaliseerde symbolen die men dikwijls tegenkomt in technische gegevens van fabrikanten en in de literatuur. De aanduidingen zijn ontleend aan de theorie van de tweepoort- (of vierpool-)netwerken. Bij transistors zijn de zogenaamde *hybride* of **h**-*parametermetingen* en de kortsluitadmittantie- of **y**-*parametermetingen* in de regel het gemakkelijkst uit te voeren. In de volgende paragraaf geven we een kort overzicht van deze methoden.

3.2.2. *Transistorbeschrijving in termen van een tweepoortnetwerk*

Voor differentiële signalen vormt de transistor een lineair netwerk met drie aansluitingen. De Wet van Kirchhoff zegt dat een dergelijk netwerk gekenmerkt is door twee onafhankelijke klemstromen en twee onafhankelijke klemspanningen. Deze variabelen, die in fig. 3.8 in beeld zijn gebracht, zijn onderling verbonden door twee lineaire betrekkingen. De beide vergelijkingen zijn in feite op zes verschillende manieren te schrijven, overeenkomend met de zes verschillende manieren om twee van de vier variabelen als de onafhankelijke te kiezen. De twee beschrijvingen die direct van toepassing zijn op de meting van transistor-klemvariabelen zijn voor de gemeenschappelijke-emitteraansluiting:

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{U}_i &= \mathbf{h}_{ie}\mathbf{I}_i + \mathbf{h}_{re}\mathbf{U}_o \\ \mathbf{I} &= \mathbf{h}_{fe}\mathbf{I}_i + \mathbf{h}_{oe}\mathbf{U}_o \end{aligned}\right\} \quad \text{beschrijving in } \mathbf{h}\text{-parameters} \qquad (3.19)$$

$$\left.\begin{aligned} \mathbf{I}_i &= \mathbf{y}_{ie}\mathbf{U}_i + \mathbf{y}_{re}\mathbf{U}_o \\ \mathbf{I}_o &= \mathbf{y}_{fe}\mathbf{U}_i + \mathbf{y}_{oe}\mathbf{U}_o \end{aligned}\right\} \quad \text{beschrijving in } \mathbf{y}\text{-parameters} \qquad (3.20)$$

De **h**-parameters kunnen uiteraard in de **y**-parameters omgezet worden door transformatie van de variabelen in (3.20) in die van (3.19).

De in deze vergelijkingen gebruikte notatie met dubbele indices vereist enige toelich-

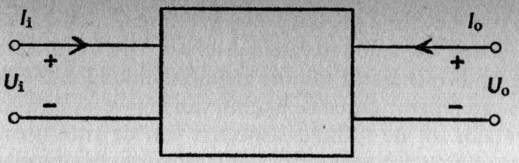


Fig. 3.8. Definitie van de klemvariabelen van een tweepoort.

ting. Van de eerste index stelt i de ingang, o de uitgang, f de voorwaarts- (dat wil zeggen van ingang naar uitgang) en r de omkeerrichting (van uitgang naar ingang) voor. De tweede index van de **h**'s en **y**'s geeft aan welke transistoraansluiting wordt gebruikt, en wel in de vorm van de beginletter van de aansluiting die ingangs- en uitgangskring gemeen hebben. In dit geval stelt de letter e dus de gemeenschappelijke-emitteraansluiting voor, terwijl bijvoorbeeld $\mathbf{h}_{ib}$ een gemeenschappelijke-basisparameter en $\mathbf{h}_{ic}$ een gemeenschappelijke-collectorparameter zou zijn.

In fig. 3.9 zijn de **h**- en **y**-parameters als schakelingselementen getekend. Onder bepaalde omstandigheden, met name de smalle-bandberekeningen in hfdst. 8, kunnen de-

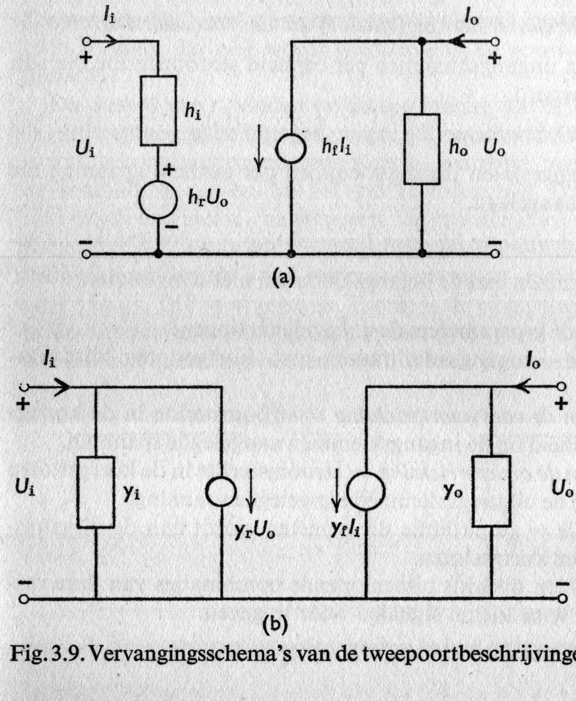


Fig. 3.9. Vervangingsschema's van de tweepoortbeschrijvingen: a. **h**-parameter; b. y-parameter.

ze schema's als zodanig nuttige diensten bewijzen als een soort vervangingsschema's. Voor algemeen gebruik vertonen ze echter bepaalde nadelen. Alle **h**- en **y**-parameters zijn namelijk complexe getallen, die op een meer of minder ingewikkelde manier afhangen van de frequentie, de omgevingstemperatuur en de ligging van het werkpunt, en die niet in een eenvoudig verband staan tot de fysische aspecten van de transistor.

De parameters $\mathbf{h}_i$, $\mathbf{h}_o$, $\mathbf{y}_i$ en $\mathbf{y}_o$ gedragen zich ook niet als enkelvoudige elektrische elementen, maar veeleer als combinaties van meerdere dergelijke elementen. De ontwerper moet zodoende of wel in gedachten houden hoe elk van de parameters varieert als functie van de frequentie, de temperatuur en het werkpunt, of anders de elementen proberen voor te stellen als *RLC*-combinaties waarvan het verloop met de temperatuur etc. af te leiden is uit de bekende gegevens van de transistorfysica. Het resultaat van deze laatste voorstellingswijze is dan uiteraard het hybride-π-model.

Bij onze metingen van de parameters baseren we ons op (3.19) en (3.20) (of fig. 3.9). Het zal duidelijk zijn dat voor de **h**-parameters bijvoorbeeld geldt:

$\mathbf{h}_i = \left.\dfrac{\mathbf{U}_i}{\mathbf{I}_i}\right|_{\mathbf{U}_o = 0}$ = *kortsluitingangsimpedantie* = ingangsimpedantie met kortgesloten uitgangsklemmen.

$\mathbf{h}_f = \left.\dfrac{\mathbf{I}_o}{\mathbf{I}_c}\right|_{\mathbf{U}_o = 0}$ = *kortsluitstroomversterking(sfactor) in de voorwaartsrichting* = stroomsterkte in de kortgesloten uitgangsklemmen per eenheid stroomsterkte die aan de ingangsklemmen wordt toegevoerd.

$\mathbf{h}_r = \left.\dfrac{\mathbf{U}_i}{\mathbf{U}_o}\right|_{\mathbf{I}_i = 0}$ = *spanningsreactiefactor bij open ingangskring* = spanning die wordt ontwikkeld bij de niet-aangesloten ingangsklemmen per eenheid spanning die aan de uitgangsklemmen wordt aangelegd.

$\mathbf{h}_o = \left.\dfrac{\mathbf{I}_o}{\mathbf{U}_o}\right|_{\mathbf{I}_i = 0}$ = *uitgangsadmittantie bij open ingangskring* = admittantie die gemeten wordt aan de uitgangsklemmen met de ingangsklemmen niet-aangesloten.

Volkomen analoog gelden voor de **y**-parameters de volgende metingen:
$\mathbf{y}_i$ = *kortsluitingangsadmittantie* = ingangsadmittantie met kortgesloten uitgangsklemmen.
$\mathbf{y}_f$ = *kortsluittransadmittantie in de voorwaartsrichting* = stroomsterkte in de kortgesloten uitgangsklemmen per eenheid op de ingangsklemmen aangelegde spanning.
$\mathbf{y}_r$ = *kortsluittransadmittantie in de omkeerrichting* = stroomsterkte in de kortgesloten ingangsklemmen per eenheid op de uitgangsklemmen aangelegde spanning.
$\mathbf{y}_o$ = *kortsluituitgangsadmittantie* = admittantie die gemeten wordt aan de uitgangsklemmen met de ingangsklemmen kortgesloten.

Transistorfabrikanten vermelden dikwijls uiteenlopende combinaties van deze metingen om het transistorgedrag voor kleine signalen weer te geven.

3.2.3. *Betrekkingen voor de bepaling van elementwaarden in het hybride-π-model*

De elementwaarden van het hybride-π-model voor een gegeven werkpunt kunnen het nauwkeurigst worden bepaald door een combinatie van **h**- en **y**-parametermetingen, die bij verschillende frequenties worden uitgevoerd. De opzet is om elke meting te doen bij die frequentie waarvoor slechts één of twee van de elementen in het model de meting beinvloeden. Soms is het mogelijk om een element op twee manieren te meten: bijvoorbeeld eerst via $\mathbf{y}_{ie}$ en vervolgens via $\mathbf{y}_{re}$. Deze beide metingen moeten dan uiteraard met elkaar overeenstemmen. Is dit niet geval (wat geen uitzondering is), dan komt dat in de regel doordat het model niet nauwkeurig genoeg is.

Maar hoe dan ook, het volgende schema voor de bepaling van hybride-π-elementen werkt goed en komt nagenoeg overeen met de metingen zoals die in veel transistorcatalogi worden vermeld. We beginnen met de bepaling van een geschikte waarde voor de afhankelijke-bronparameter, g_m. Dit is de enige parameter die we direct noch indirect zullen meten. In plaats daarvan zullen we ons baseren op de geldigheid van de fysische betrekking tussen g_m en I_C zoals die in hfdst. 1 is behandeld:

$$g_m = \frac{e}{kT}\left|I_C\right| \tag{3.21}$$

Deze methode is wel nauwkeurig, mits I_C veel groter is dan I_{CBO} maar tegelijkertijd toch zo klein dat nog wordt voldaan aan de voorwaarde van 'beperkte injectie' (zie hfdst. 4).

De waarde van r_π vinden we uit een meting van de kortsluitstroomversterking, h_{fe} of α_{eF} bij een geschikte lage frequentie, bijvoorbeeld 1000 Hz. In de h-parameternotatie wordt de kortsluitstroomversterking $\mathbf{h}_{fe}$ genoemd, maar in ander verband gebruikt men de aanduiding α_{eF}, en om historische redenen β. De laagfrequentwaarde van $\mathbf{h}_{fe}$ (of α_{eF}) wordt dan met α_{eo} aangegeven. De grootheid α_{eF} is nauw verwant aan α_{eo}; dit is de parameter die in modellen voor grote signalen wordt gebruikt, waarin deze factor per definitie geen functie is van stroom en spanning. Het vervangingsschema voor deze meting is in fig. 3.10 weergegeven. Hierin is de elementaire laagfrequentversie van het hybride-π-model gebruikt (fig. 3.4), omdat in dit geval natuurlijk wordt voldaan aan de eis van een lage spanningsversterking! Uit het schema volgt:

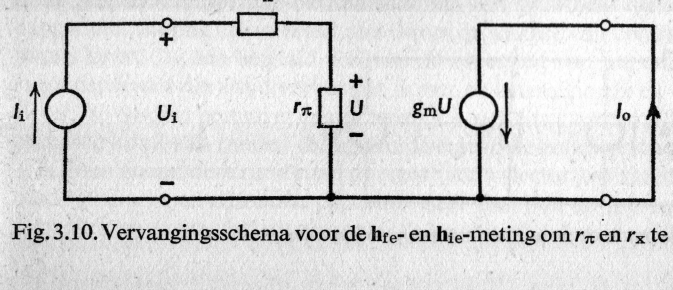


Fig. 3.10. Vervangingsschema voor de $\mathbf{h}_{fe}$- en $\mathbf{h}_{ie}$-meting om r_π en r_x te bepalen.

$$\frac{I_o}{I_i} = h_{fe}\Big|_{1000\ \mathrm{Hz}} = \alpha_{eo} = g_m r_\pi \tag{3.22}$$

Dus als we de kortsluitstroomversterking α_{eo} bij een gegeven lage frequentie meten en g_m berekenen uit (3.21) vinden we voor r_π meteen:

$$r_\pi = \frac{\alpha_{eo}}{g_m} \tag{3.23}$$

De laagfrequentwaarde van de basisweerstand r_x vinden we eveneens aan de hand van fig. 3.10, maar in dit geval moeten we de kortsluitingangsimpedantie h_{ie} meten. Uit het schema volgt dan:

$$\frac{U_i}{I_i} = h_{ie}\Big|_{1000\ \mathrm{Hz}} = r_x + r_\pi \tag{3.24}$$

Dus als we h_{ie} meten en r_π uit verg. 3.23 kennen levert dit:

$$r_x = h_{ie}\,|_{1000\ \mathrm{Hz}} - r_\pi \tag{3.25}$$

Men dient hierbij echter wel enige voorzichtigheid te betrachten. In de eerste plaats kunnen grote fouten in de bepaling van r_x optreden als de waarde van r_x kleiner is dan $r_\pi/10$, omdat we dan het verschil moeten bepalen van twee bijna gelijke getallen, h_{ie} en r_π. Gelukkig zal het effect van r_x in dit geval, omdat de waarde ervan toch laag is, te verwaarlozen zijn, zodat zelfs aanzienlijke fouten in de bepaling geen noemenswaardige invloed op de schakelingsberekeningen hebben. In de tweede plaats is r_x helaas niet onafhankelijk van de frequentie. Nauwkeuriger gezegd. het modelelement dat de transversale spanningsverliezen in de basis voorstelt zou eigenlijk gevormd moeten worden door een *RC*-transmissielijn. De waarde van de langs de bovenstaande weg verkregen basisweerstand komt dan ook niet overeen met de waarde die we bij hogere frequenties moeten aanhouden, in ons geval bijvoorbeeld voor frequenties boven 100 kHz. We komen op de bepaling van r_x bij hoge frequenties nog terug aan het eind van dit hoofdstuk.

Een vrij directe manier om de terugkoppelweerstand r_μ te vinden is om de spanningsreactiefactor bij open ingangskring, h_{re}, te meten bij een bepaalde lage frequentie, bijvoorbeeld 1000 Hz. We moeten om dit aan te tonen weer uitgaan van het complete laagfrequent hybride-π-model, fig. 3.2a, en daarin de betreffende beperkingen opleggen

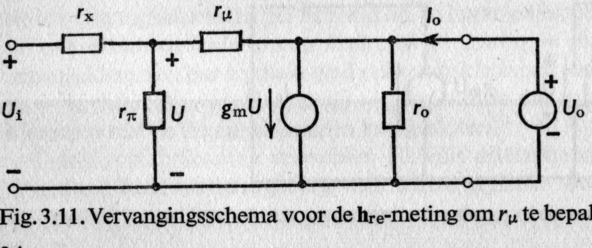


Fig. 3.11. Vervangingsschema voor de h_{re}-meting om r_μ te bepalen.

aan de klemvariabelen, te weten een open ingangskring en een spanningsbron op de uitgang, op de wijze van fig. 3.11. De betreffende vergelijkingen worden dan:

$$\frac{U_i}{U_o} = h_{re}\Big|_{1000\ \mathrm{Hz}} = \frac{r_\pi}{r_\mu + r_\pi} \cong \frac{r_\pi}{r_\mu} \tag{3.26}$$

$$\text{dus } r_\mu \approx \frac{r_\mu}{h_{re}\mid_{1000\ \mathrm{Hz}}} \tag{3.27}$$

Hetzelfde schema van fig. 3.11 met een kortsluiting over de ingang erbij, kunnen we gebruiken voor de meting van de laagfrequent kortsluit-uitgangsadmittantie $\mathbf{y}_{oe}$ die ons de uitgangsconductantie g_o kan leveren. Onder deze omstandigheden is de stroomsterkte van de gestuurde bron $g_m\mathbf{U}$ gelijk aan:

$$g_m\mathbf{U} = g_m \frac{r_\pi || r_x}{r_\pi || r_x + r_\mu}\mathbf{U}_o \tag{3.28}$$

De twee verticale lijntjes in deze vergelijking staan voor ‘parallel met’; de combinatie $r_\pi || r_x$ betekent dus: r_π parallelgeschakeld met r_x.

Om de totale stroom I_o te vinden moeten we aan dit resultaat de stroom toevoegen die door r_o en door r_μ vloeit; deling door U_o levert dan:

$$\frac{I_o}{U_o} = y_{oe}\mid_{1000\ \mathrm{Hz}} = \frac{g_m(r_\pi || r_x)}{r_\pi || r_x + r_\mu} + \frac{1}{r_\pi || r_x + r_\mu} + g_o \tag{3.29}$$

Dikwijls mogen we de tweede term hierin verwaarlozen, en ook r_π in de noemer van de eerste term, zoals eenvoudig te controleren is door de typische waarden uit fig. 3.1 in de vergelijking te substitueren. Dit levert ons dan de volgende vergelijking voor g_o:

$$\begin{aligned} g_o &\approx y_{oe}\mid_{1000\ \mathrm{Hz}} - \frac{g_m(r_\pi || r_x)}{r_\mu} \\ &\approx y_{oe}\mid_{1000\ \mathrm{Hz}} \end{aligned} \tag{3.30}$$

De waarde van de terugkoppelcondensator C_μ kunnen we bepalen door meting van de capaciteit tussen basis- en collectoraansluitingen van de transistor, met de emitter niet aangesloten voor kleine signalen. We meten in dit geval in feite de uitgangscapaciteit in de gemeenschappelijke-basisaansluiting, een grootheid die meestal met C_{ob} wordt aangeduid. Meting ervan levert niet direct de waarde van condensator C_μ. In de eerste plaats bevat C_{ob} een bepaald deel van de capaciteit van het montageplaatje, een inherente capaciteit die altijd verbonden is met de aansluitingen en de houder van de transistor. Bovendien bestaat er een aanzienlijke capaciteit tussen collector en basis die voor rekening komt van randen die buiten de eigenlijke collector-basisjunctie liggen (zie fig. 1.7). Men noemt deze rand rond de eigenlijke collector-basisjunctie dikwijls de ‘*overlapdiode*’; de ermee verbonden capaciteit heet dan ook de *overlapdiode capaciteit*. Deze capaciteit en die van het montageplaatje kan worden voorgesteld door een driehoek van

condensators tussen de transistoraansluitingen, op de wijze van fig. 3.12. Bij transistors voor lage vermogens ligt de waarde van C_{be} en C_{ce} omstreeks $\frac{1}{2}$ pF, waarvan het grootste deel voor rekening komt van het montageplaatje. C_{bc} daarentegen kan veel groter zijn omdat deze grotendeels wordt gevormd door de overlapdiodecapaciteit. Bij transistors voor lage vermogens ligt de grootte ervan bijvoorbeeld omstreeks 2 pF, een waarde die bij uitvoeringen voor grote vermogens tot 200 pF kan oplopen.

Maar zelfs als de invloeden van overlapdiode en montageplaatje in rekening zijn gebracht lijkt de meting nog steeds indirect, omdat C_{μ} 'ingebouwd' is, midden in het hybride-π-model. Het is echter eenvoudig om de frequentie zodanig te kiezen dat de wcerstand r_x veel kleiner is dan de reactantie $1/\omega C_{\mu}$, waardoor de invloed ervan op het meetresultaat verwaarloosbaar wordt. Uit een beschouwing van het circuit blijkt dat de gestuurde bron $g_m U$ en de weerstand r_o bij de meting vervangen kunnen worden door een toegevoegde weerstand met de waarde $\alpha_{eo} r_o (\cong r_{\mu})$ parallel aan C_{μ}. Het resultaat van dit alles is dat de waarde van C_{μ} te vinden is uit de meting van de gemeenschappelijke-basiscapaciteit C_{ob}, waar dan de capaciteiten van montageplaatje en overlapdiode van afgetrokken moeten worden. De basis-emitterspanning zal bij deze meting klein zijn, zodat we de condensator C_{be} mogen verwaarlozen. De capaciteitswaarde die we in dit geval dus moeten aftrekken is $C_{bc} + C_{ce}$:

$$C_{\mu} = C_{ob} - C_{bc} - C_{ce} \tag{3.31}$$

De betreffende waarden van C_{bc}, C_{ce} en C_{be} kunnen we, zoals in par. 3.3 zal blijken, berekenen aan de hand van hoogfrequent **y**-parametermetingen.

De condensators C_{π} en C_{μ} zijn de elementen die het hoogfrequentgedrag van de transistor beperken; het is dan ook logisch om C_{π} te meten bij een frequentie die hoog genoeg is om een merkbare beïnvloeding van de schakeling door C_{π} te krijgen. We willen daarom de kortsluitstroomversterking in de voorwaartsrichting ($\mathbf{h}_{fe}$ of $\boldsymbol{\alpha}_{eF}$) als functie van de frequentie bepalen, en uit het resultaat daarvan C_{π} afleiden. Het midden- en hoogfrequent hybride-π-model, fig. 3.2c, levert ons daartoe de benodigde betrekkingen, als we er de betreffende klemelementen aan toevoegen, op de wijze van fig. 3.13. De kortsluiting van de uitgang maakt het mogelijk om de spanning direct als volgt te berekenen:

$$\mathbf{U} = \frac{I_i}{g_{\pi} + s(C_{\pi} + C_{\mu})} \tag{3.32}$$

De kortsluitstroomversterking wordt zodoende:

$$\boldsymbol{\alpha}_{eF} = \frac{\mathbf{I}_o}{\mathbf{I}_i} = \mathbf{h}_{fe} = \frac{g_m}{g_{\pi} + s(C_{\pi} + C_{\mu})} \tag{3.33}$$

Aangezien we g_m, g_{π} en C_{μ} al kennen, levert een meting van $\boldsymbol{\alpha}_{eF}$ bij een willekeurige frequentie waarvoor de condensators een invloed van betekenis uitoefenen, direct de gezochte C_{π}-waarde. De berekening wordt echter eenvoudiger als we de meting uitvoeren

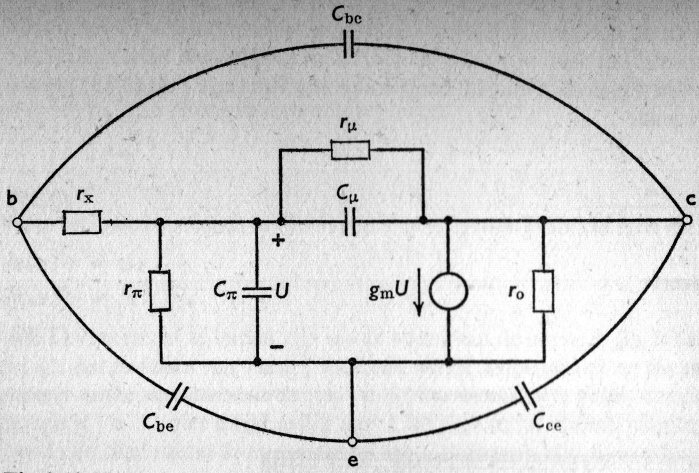


Fig. 3.12. Het hybride-π-model met toegevoegde condensators om de capaciteiten van montageplaatje en overlapdiode in rekening te brengen.

bij een frequentie die zo hoog is dat g_π niet langer een merkbare invloed op α_{eF} heeft. Om dit grafisch aan te tonen en tegelijkertijd verband te leggen tussen verschillende andere parameters die dikwijls in technische gegevens worden vermeld en welke gebruikt kunnen worden voor de C_π-bepaling, zijn in fig. 3.14 de grootte en fase van α_{eF} als functie van de frequentie uitgezet. De grafiek is gebaseerd op (3.33) en de numerieke waarden zoals die in fig. 3.1 zijn gegeven. De laagfrequentasymptoot van de α_{eF}-curve moet $g_m r_\pi$ zijn, terwijl er een knik naar beneden optreedt bij de frequentie:

$$f_{\alpha_e} = \frac{1}{2\pi r_\pi (C_\pi + C_\mu)} \tag{3.34}$$

f_{α_e} is de frequentie waarbij de absolute grootte van de kortsluitstroomversterking in de gemeenschappelijke-emitterschakeling gereduceerd is tot $1/\sqrt{2}$ (=0,707) *maal de laagfrequentwaarde ervan.* Deze frequentie wordt wel de −3dB- of ook de *afsnijfrequentie* genoemd. Bij frequenties ver boven $f_{\alpha e}$ speelt g_π niet langer een rol van betekenis, zodat de α_{eF}-curve asymptotisch nadert tot een rechte met een helling −1 (op een log-log-

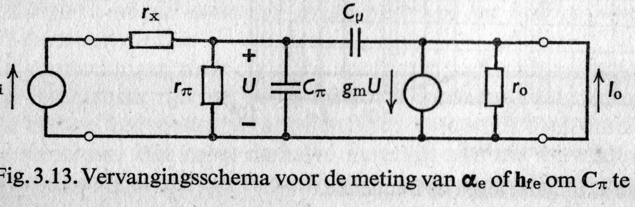


Fig. 3.13. Vervangingsschema voor de meting van α_e of h_{fe} om C_π te bepalen.

schaal). Een meting van de grootte van α_{eF} bij een willekeurige frequentie boven ongeveer $3f_{\alpha_e}$, dat wil zeggen in het asymptotische gebied, levert ons dus een betrekkelijk gemakkelijke bepaling van C_π, zoals blijkt uit een berekening van $|\alpha_{eF}|$ uit (3.33), waarbij g_π wordt verwaarloosd:

$$\left|\alpha_{eF}\right|_{\omega \gg \omega_{\alpha_e}} = \frac{g_m}{\omega(C_\pi + C_\mu)} \tag{3.35}$$

Oplossing naar C_π levert:

$$C_\pi = \frac{g_m}{\omega \, |\alpha_{eF}|_{\omega \gg \omega_{\alpha_e}}} - C_\mu \tag{3.36}$$

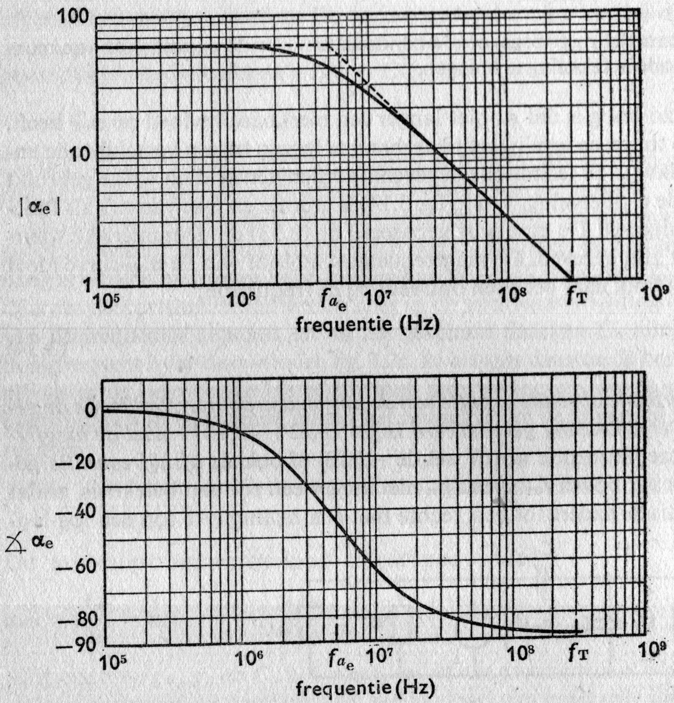


Fig. 3.14. Grootte en fase van α_e uitgezet tegen de frequentie.

Bij extrapolatie van de $|\alpha_{eF}|$-hoogfrequentasymptoot blijkt de asymptotische waarde bij een gegeven frequentie tot nul terug te gaan. In transistorcatalogi wordt deze frequentie meestal met f_T aangeduid. Substitutie van de beide waarden $|\alpha_{eF}| = 1$ en $\omega = \omega_T$ in (3.35) (waarin $\omega_T \equiv 2\pi f_T$) levert:

$$\omega_T = \frac{g_m}{C_\pi + C_\mu} \tag{3.37}$$

Weer terug substitueren in (3.35) geeft de volgende betrekkingen

$$|\alpha_{eF}|\,\omega = \omega_T \tag{3.38a}$$

$$|\alpha_{eF}|\,f = f_T \tag{3.38b}$$

welke eveneens af te leiden zijn uit de vorm van de curve in fig. 3.14. In woorden uitgedrukt: *het produkt van* $|\alpha_{eF}|$ *voor een willekeurige plaats op de asymptoot en de frequentie welke met die waarde van* $|\alpha_{eF}|$ *overeenkomt is gelijk aan* f_T. In technische gegevens is $|\alpha_{eF}|$ niet altijd gelijk aan 1 bij f_T, omdat andere effecten die hier verwaarloosd zijn, met name de capaciteiten van montageplaatje en overlapdiode, de inductantie van de emitteraansluiting en het inherente verdeelde karakter van de transistor de voorspelling van het model in dit frequentiebereik onnauwkeurig maken. We definiëren f_T derhalve als de frequentie waarvoor de waarde van $|\alpha_{eF}|$ welke we krijgen door extrapolatie van de rechte met helling -1, tot 1 teruggaat.

In fig. 3.14 is te zien dat de beide coördinaten (α_{eo}, f_α) eveneens een punt op de $|\alpha_{eF}|$-aymptoot bepalen, zodat ze in (3.35) of (3.38) gebruikt kunnen worden. Dit levert:

$$\alpha_{eo} = \frac{g_m}{\omega_{\alpha_e}(C_\pi + C_\mu)} \tag{3.39}$$

$$\alpha_{eo} f_{\alpha_e} = f_T \tag{3.40}$$

We beschikken nu dus over twee nieuwe manieren om C_π te bepalen, en wel volgens (3.37) en volgens (3.39).

$$C_\pi = \frac{g_m}{\omega_T} - C_\mu \tag{3.41}$$

$$C_\pi = \frac{g_m}{\alpha_{eo}\omega_{\alpha_e}} - C_\mu \tag{3.42}$$

3.2.4. *Het verband tussen de parameters van het hybride-π-model en de gelijkstroom UI-karakteristieken*

De voorstellingen zoals die in dit hoofdstuk voor kleine signalen zijn ontwikkeld, moeten verenigbaar zijn met het in hfdst. 2 besproken gedrag ten opzichte van grote signalen bij lage frequenties, want beide beschrijvingen hebben immers betrekking op dezelfde structuur. Het moet derhalve mogelijk zijn om de laagfrequent-waarden van de klein-signaalparameters te controleren met behulp van de voorstelling van het groot-

signaal laagfrequentgedrag, zoals dat wordt gegeven door een complete *UI*-karakteristiekenschaar van ingangs- en uitgangscurven. Om precies te zijn, bij elk willekeurig gegeven werkpunt moeten de hellingen van de betreffende ingangs- en uitgangskarakteristieken (of hun reciproken, al naar gelang van de wijze waarop de curven zijn uitgezet) respectievelijk h_{ie} en h_{oe} leveren. De verandering in de uitgangsstroom per eenheid verandering in ingangsstroom bij constante uitgangsspanning levert h_{fe}. De verandering in ingangsspanning per eenheid verandering in uitgangsspanning bij constante ingangstroom levert (althans in principe) h_{re}. Het resultaat kan echter volkomen verstoord worden door thermische effecten die een r_μ kunnen veroorzaken welke belangrijker is dan de invloed van de werkelijke diktemodulatie van de ruimteladingslaag.

3.3. VERGELIJKING VAN HYBRIDE- π- EN y-PARAMETERS

3.3.1. *Vergelijking met verwaarlozing van extrinsieke capaciteiten*

In de voorgaande paragrafen van dit hoofdstuk zijn we er bijna steeds van uitgegaan dat het hybride-π-model alléén, fig. 3.1, zonder toevoeging van extrinsieke elementen, voldoende is om het gedrag van de transistor voor kleine signalen te berekenen. (De enige maal dat niet van deze veronderstelling is uitgegaan betrof de bepaling van C_μ uit een meting van C_{ob}.) De geldigheid van deze veronderstelling zullen we nu controleren door gemeten **y**-parameters van een transistor te vergelijken met de overeenkomstige grafieken zoals die uit het hybride-π-model volgen. Fig. 3.15 geeft een compleet overzicht van **y**-parametergegevens als functie van de frequentie, gemeten bij $I_C \approx 1$ mA. In deze grafieken zijn bovendien dezelfde functies getekend zoals die aan de hand van het hybride-π-model voor dezelfde transistor zijn berekend. Het komt erop neer dat we proberen het hybride-π-model in overeenstemming te brengen met de gemeten **y**-parameters, *waarbij de invloed van de extrinsieke capaciteiten van montageplaatje en overlapdiode buiten beschouwing blijven.*

De waarden van de hybride-π-parameters waar we in dit geval mee werken zijn:

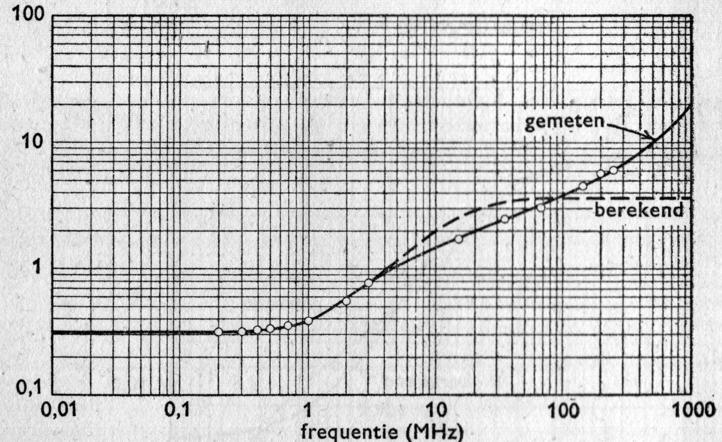
$g_x = 3{,}7$ mS $\qquad g_o = 0{,}026$ mS
$g_\pi = 0{,}35$ mS $\qquad C_\pi = 41$ pF
$g_m = 36$ mS $\qquad C_\mu = 3{,}3$ pF
$g_\mu = 5{,}3 \cdot 10^{-5}$ mS

Om nu een referentiepunt te krijgen waar we bij de verdere bespreking van deze resultaten van uit kunnen gaan, moeten we allereerst de waarde van f_T bepalen. In par. 3.2.3 hebben we f_T gedefinieerd in termen van de versterkingsfactor in de voorwaartsrichting α_{eF} of $\mathbf{h}_{fe}$. De waarde van f_T kan echter ook direct in termen van $\mathbf{y}_{fe}$ worden bepaald. Als we voor het ogenblik de extrinsieke capaciteit buiten beschouwing laten, dat wil zeggen alleen werken met het hybride-π-model van fig. 3.2c, levert een rechtstreekse berekening aan de hand van de configuratie:

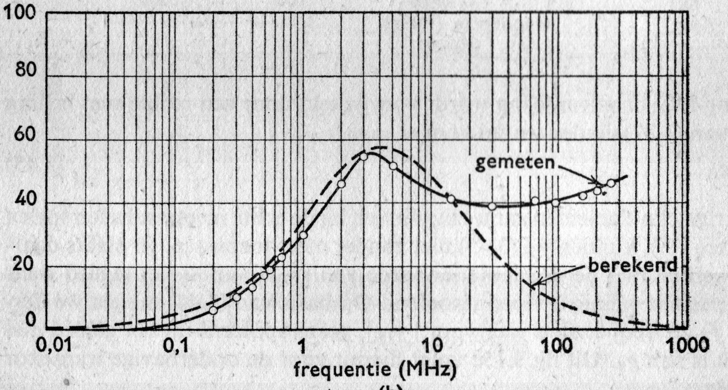
$$\mathbf{y}_{fe} \approx \frac{g_x g_m}{g_x + g_\pi + s(C_\pi + C_\mu)} \tag{3.43}$$

Bij hoge frequenties, waarvoor C_π en C_μ de invloed van g_x en g_π overschaduwen, nadert $|\mathbf{y}_{fe}|$ tot de asymptoot:

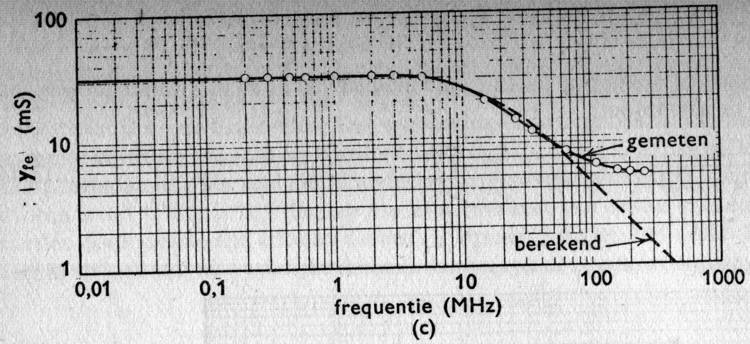
$$|\mathbf{y}_{fe}| \approx \frac{g_x g_m}{\omega(C_\pi + C_\mu)} \tag{3.44}$$

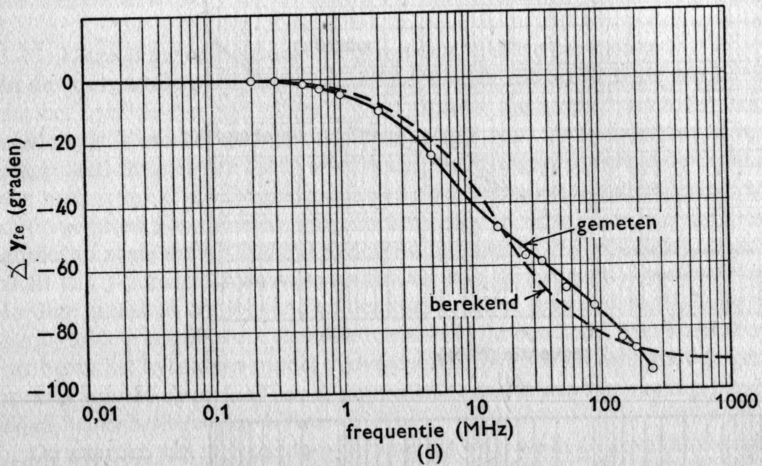


(a)



(b)

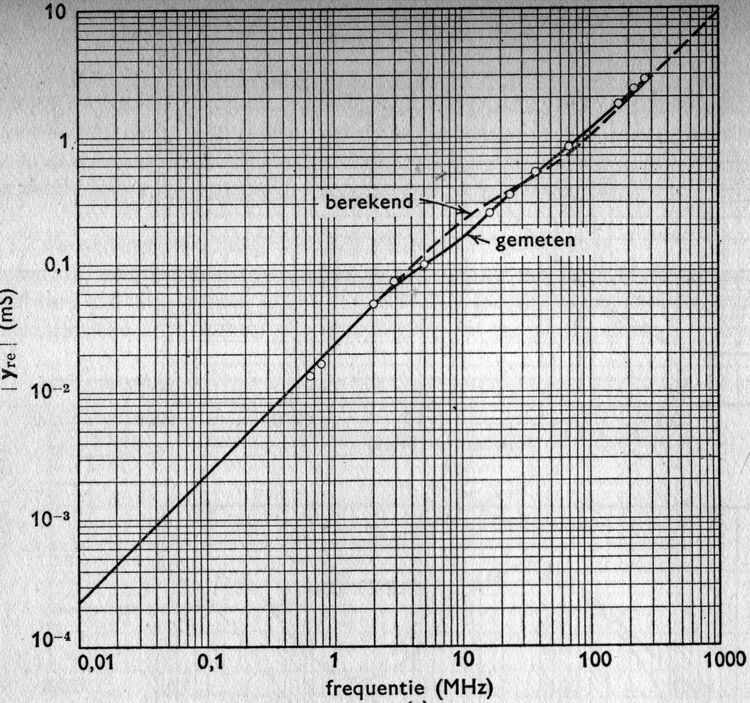




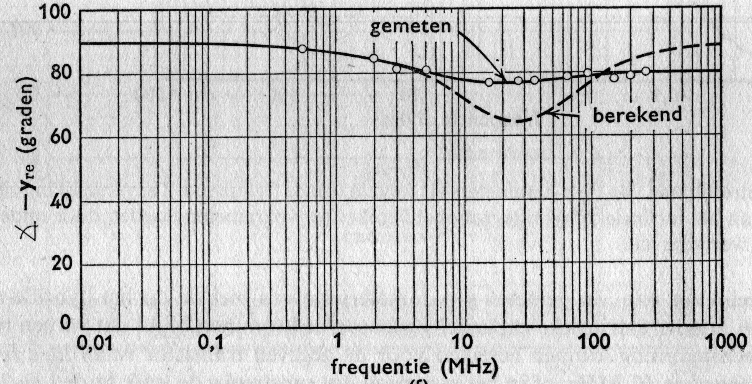
hetgeen bij een log-log-schaalverdeling wordt voorgesteld door een rechte met helling −1. Met behulp van (3.37) vinden we dat voor $\omega = \omega_T$:

$$|\mathbf{y}_{fe}|_{w=w_T} = g_x \tag{3.45}$$

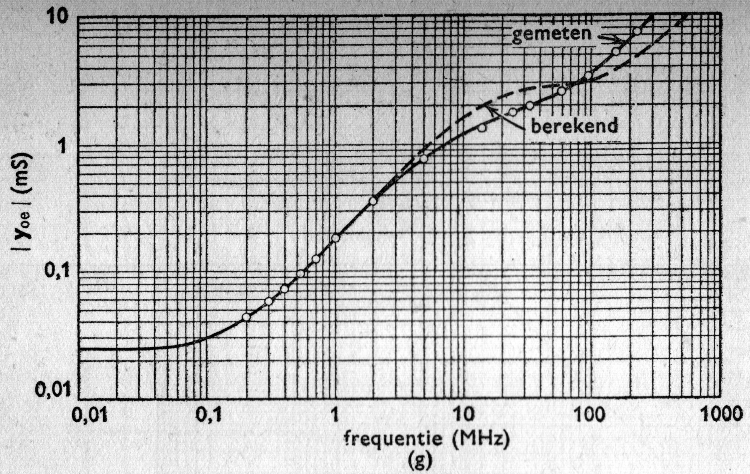
Wanneer ook extrinsieke elementen aanwezig zijn (en bij de echte meetresultaten spelen die altijd een zekere rol), kunnen we (3.45) niet zonder meer toepassen. In plaats daarvan moeten we werken met de extrapolatiewaarde van $|\mathbf{y}_{fe}|$ vanuit het gebied waar de extrinsieke capaciteit weinig invloed uitoefent. Op basis van (3.44) mogen we derhalve zeggen dat f_T de frequentie is waarvoor $|\mathbf{y}_{fe}|$, geëxtrapoleerd uit het gebied met helling −1, gelijk is aan g_x. Uit fig. 3.15c volgt hieruit voor de onderhavige transistor dat $f_T \approx 120$ MHz.


10
1
0,1
10^{-2}
10^{-3}
10^{-4}
$|\mathbf{y}_{re}|$ (mS)
berekend
gemeten
0,01
0,1
1
10
100
1000
frequentie (MHz)

(e)


100
80
60
40
20
0
$\measuredangle -\mathbf{y}_{re}$ (graden)
gemeten
berekend
0,01
0,1
1
10
100
1000
frequentie (MHz)

(f)



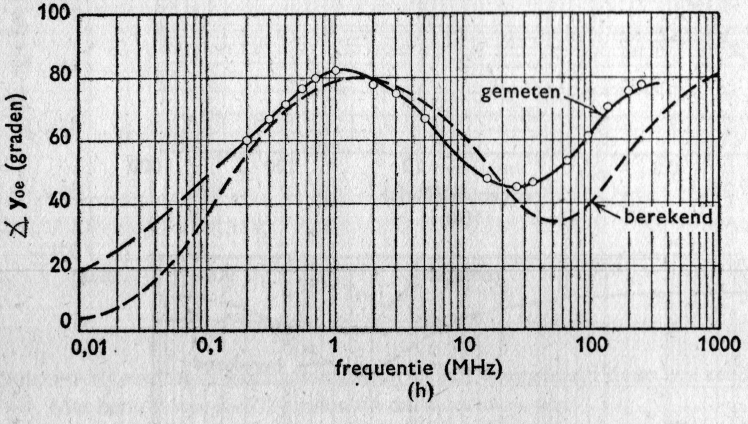


Fig. 3.15. Meetresultaten van de **y**-parameters als functie van de frequentie. Ter vergelijking zijn de op basis van het intrinsieke hybride-π-model berekende *y*-parameterwaarden door onderbroken lijnen weergegeven.

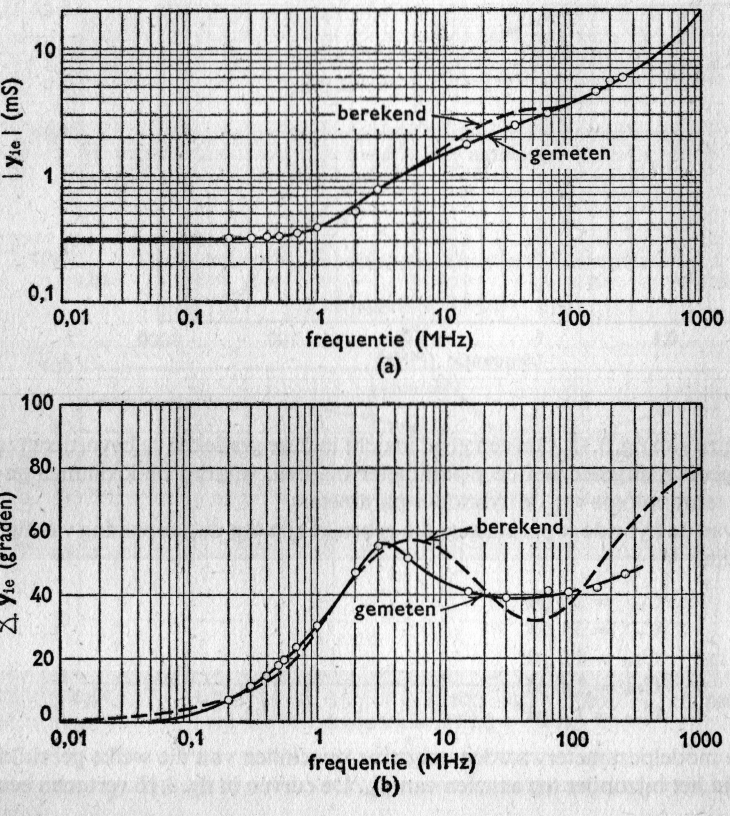
Uit de vergelijking van de gemeten **y**-parametergegevens met de op het hybride-π-model (*alleen*, zonder extrinsieke capaciteit) gebaseerde krommen blijkt dat we een redelijke overeenstemming kunnen bereiken voor de gegeven transistor *vanaf lage frequenties tot ongeveer 10 MHz*, of in het algemeen tot omstreeks de knik in de $|\mathbf{y}_{fe}|$-curve bij de *transversale afsnijfrequentie*:

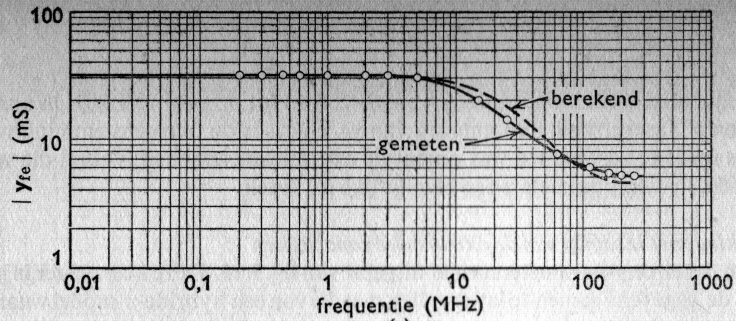
$$\omega_{\mathrm{b}} \equiv \frac{g_{\mathrm{x}} + g_{\pi}}{C_{\pi} + C_{\mu}} \tag{3.46}$$

Binnen dit frequentiebereik kloppen de $\mathbf{y}_{\mathrm{ie}}$- en $\mathbf{y}_{\mathrm{fe}}$-curven tot op ongeveer 20% in absolute waarde, en 5° faseverschil. Ten aanzien van $\mathbf{y}_{\mathrm{re}}$ en $\mathbf{y}_{\mathrm{oe}}$ is de overeenstemming wat slechter, zoals reeds te verwachten was omdat de extrinsieke capaciteit, vooral die van de overlapdiode, in deze parameters een belangrijke rol speelt.

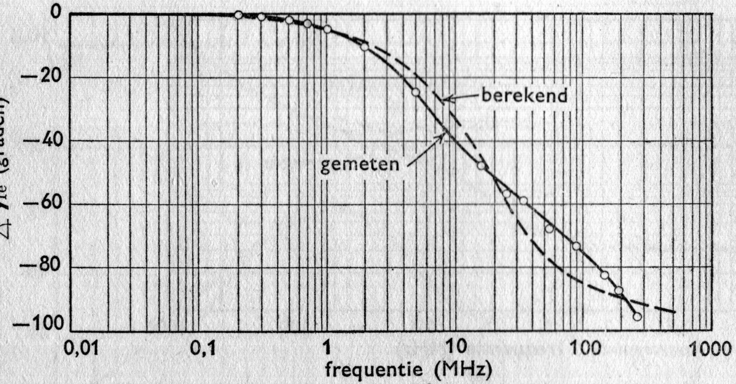
3.3.2. *Vergelijking met inbegrip van de extrinsieke capaciteiten*

In fig. 3.16 zijn dezelfde **y**-parametercurven uitgezet van fig. 3.15. Deze keer echter is geprobeerd om de gegevens samen te laten vallen met die van een hybride-π-model waarin de extrinsieke capaciteiten van montageplaatje en overlapdiode in rekening zijn ge-





(c)



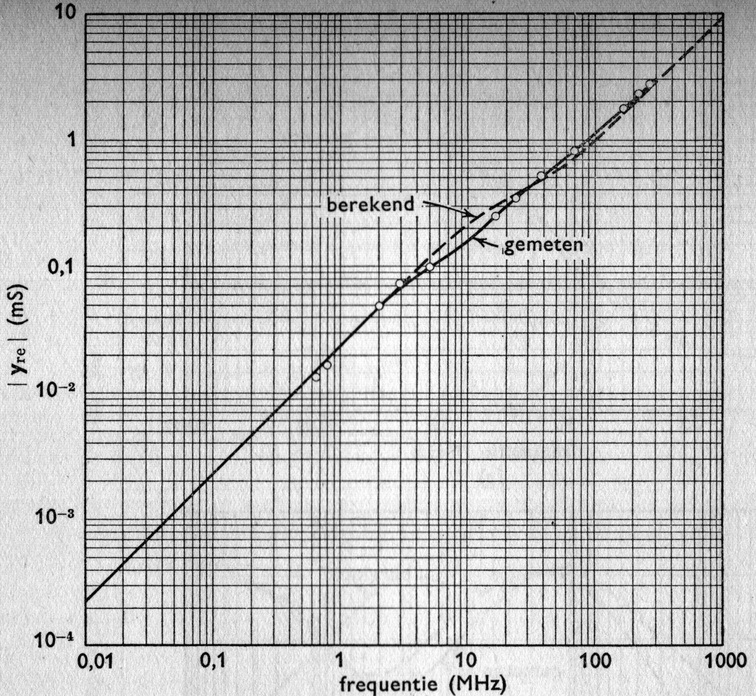
(d)

bracht, op de wijze van fig. 3.12. Om een goed inzicht in deze grafieken te bevorderen is in fig. 3.17 het gedrag uitgezet van de **y**-parameterwaarden, waarbij de krommen gemerkt zijn in de terminologie van de hybride-π-parameters.

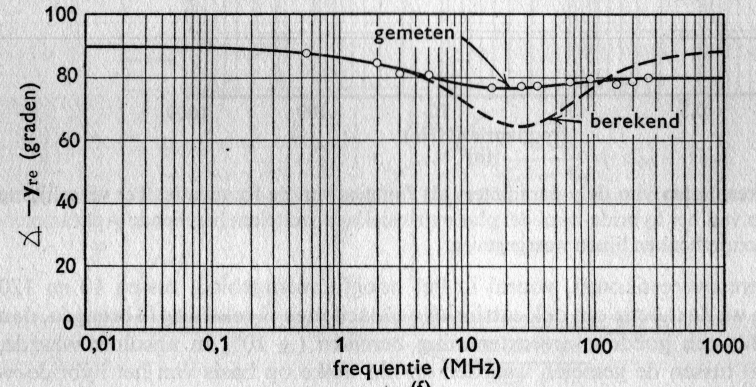
De waarden van de hybride-π-parameters die gebruikt zijn om de aanpassing van fig. 3.16 te krijgen zijn:

$g_x = 3{,}3$ mS	$C_\mu = 2{,}3$ pF
$g_\pi = 0{,}35$ mS	$C_\pi = 33$ pF
$g_\mu = 5{,}3 \cdot 10^{-5}$ mS	$C_{bc} = 1{,}7$ pF
$g_o = 0{,}026$ mS	$C_{be} = 1{,}5$ pF
$g_m = 36$ mS	$C_{ce} = 1{,}1$ pF

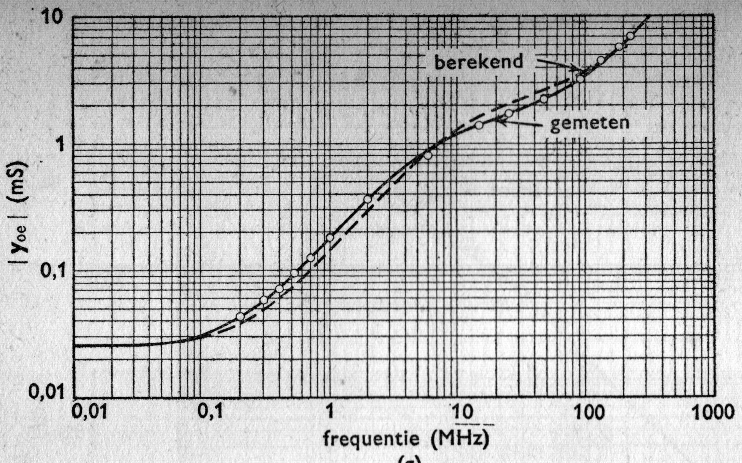
Merk op dat de modelparameterwaarden enigszins verschillen van die welke gebruikt zijn in fig. 3.15, in het bijzonder ten aanzien van C_μ. De curven in fig. 3.16 vertonen een


10
1
0,1
10⁻²
10⁻³
10⁻⁴
| yre | (mS)
berekend
gemeten
0,01
0,1
1
10
100
1000
frequentie (MHz)

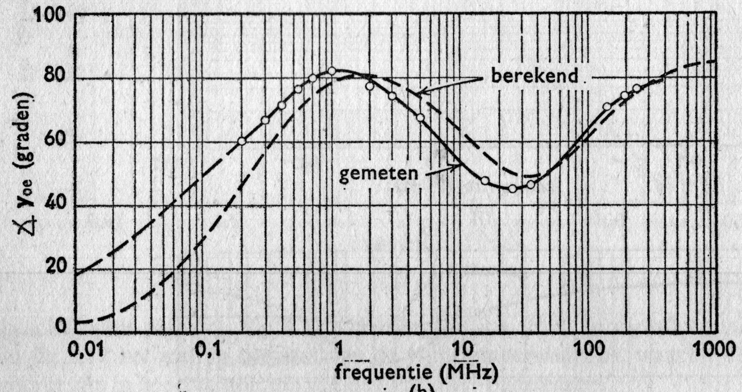
(e)


100
80
60
40
20
0
∡ −yre (graden)
gemeten
berekend
0,01
0,1
1
10
100
1000
frequentie (MHz)

(f)



(g)



(h)

Fig. 3.16. Meetresultaten van de y-parameters als functies van de frequentie. Ter vergelijking zijn de op basis van het hybride-π-model plus extrinsieke capaciteiten berekende y-parameterwaarden door onderbroken lijnen weergegeven.

duidelijk betere overeenkomst, vooral in het hoogfrequentgebied, tussen 10 en 120 MHz. Nemen we de moeite om ook extrinsieke capaciteiten in rekening te brengen, dan kunnen we dus een goede overeenstemming bereiken ($\pm$ 10% in absolute waarde, $\pm$ 10° in fase) tussen de gemeten waarden en die welke op basis van het hybride-π-model worden berekend. Voor de onderhavige transistor geldt deze overeenstemming *voor het hele bereik van gelijkstroom tot 120 MHz toe.*

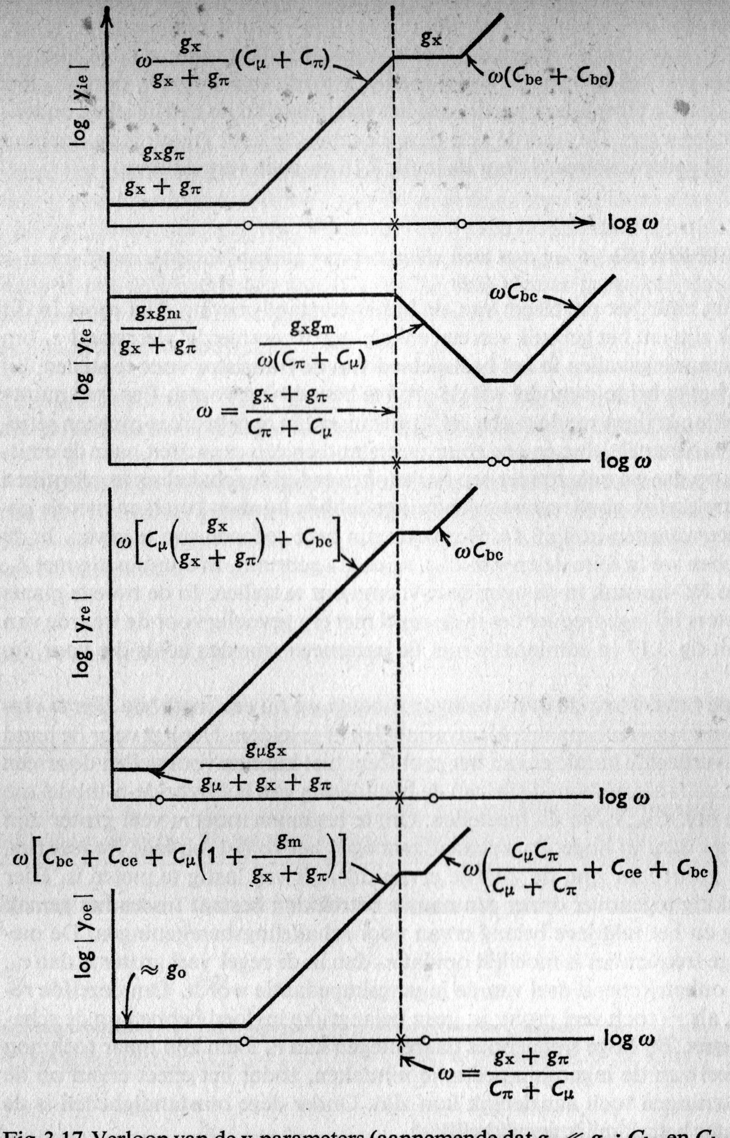


Fig. 3.17. Verloop van de **y**-parameters (aannemende dat $g_o \ll g_\pi$; C_{be} en $C_{bc} \ll C_\pi$).

Het zal echter duidelijk zijn dat het in rekening brengen van extrinsieke capaciteiten in alle hybride-π-berekeningen een aanzienlijke uitbreiding van het rekenwerk inhoudt. Uit fig. 3.15 en 3.16 is echter af te lezen dat we de schakelingsberekeningen ook kunnen uitvoeren op basis van het hybride-π-model *zonder extrinsieke capaciteit*, door C_μ iets groter te maken dan de eigenlijke waarde, om het weglaten van de extrinsieke condensator C_{bc} te compenseren. De waarde van deze benadering voor frequenties beneden ω_b wordt duidelijk gedemonstreerd door de in fig. 3.15 gegeven vergelijking.

3.4. DE BASISWEERSTAND

We gaan nu terug naar het probleem van de basisweerstandsmeting. Het moet in dit stadium duidelijk zijn dat het gebruik van een enkele 'geconcentreerde' weerstand r_x om de transversale spanningsvallen in het basisgebied van de transistor voor te stellen, bij de afleiding van het hybride-π-model wel de grofste benadering vormt. Een veel nauwkeuriger voorstelling krijgen we door een *RC*-transmissielijn te gebruiken met een serieweerstand in de basisaansluiting en een shuntweerstand en een capaciteit naar de emitter. Let er echter op dat we ook zonder een dergelijke verdeelde schakeling te gebruiken toch nog een betrekkelijk goede overeenstemming hebben kunnen bereiken met de gemeten **y**-parameterwaarden in fig. 3.16. Hiervoor zijn twee redenen aan te geven. In de eerste plaats hebben we in feite delen van C_{be}, r_π en C_π gebruikt, in combinatie met r_x, om het verdeelde *RC*-lijnstuk in de hybride-π-vorm voor te stellen. In de tweede plaats zijn de **y**-parameters bij lage frequenties in de regel niet erg gevoelig voor de waarde van r_x, zoals blijkt uit fig. 3.17 in combinatie met de parameterwaarden zoals die voor fig. 3.16 gelden.

Op basis van de bovenstaande overwegingen moeten we nu een methode zien te vinden om r_x uit de meting van bepaalde klemvariabelen af te leiden. Het ligt voor de hand dat we het ware, verdeelde karakter van het probleem niet kunnen voorstellen door een enkel r_x-element, zelfs als we bereid zijn om de benadering van het hybride-π-model toe te passen waarin ook C_{be}, r_π en C_π meetellen. Om te beginnen moet r_x veel groter zijn bij lage frequenties dan bij hoge. Paradoxaal genoeg is het zo dat bij lage frequenties, waarvoor r_x vrij groot kan zijn, de waarde ervan dikwijls vrij lastig te meten is. Hier staat echter gelukkig tegenover dat er een nauwe betrekking bestaat tussen het gemak van de r_x-meting en het relatieve belang ervan voor schakelingsberekeningen. De meting van r_x bij lage frequenties is moeilijk omdat r_π dan in de regel veel groter is dan r_x, waardoor r_x een onbetekenend deel van de ingangsimpedantie wordt. Om dezelfde reden echter zal r_x, als r_π toch veel groter is, geen belangrijke invloed hebben op de schakelingsberekeningen. Bij hoge frequenties daarentegen kan r_x klein zijn maar toch nog een belangrijk deel van de ingangsimpedantie uitmaken, zodat het effect ervan op de schakelingsberekeningen toch aanzienlijk kan zijn. Onder deze omstandigheden is de meting ervan echter betrekkelijk gemakkelijk.

Er zijn reeds enkele manieren besproken om r_x bij lage frequenties te meten, ook al is daarbij al toegegeven dat die methoden wat onnauwkeurig konden zijn. Een andere manier om de waarde van r_x bij hoge frequenties te bepalen is uit fig. 3.17 af te lezen. Komt er een plateau voor in de hoogfrequent $|\mathbf{y}_{ie}|$-metingen, dan moet $|\mathbf{y}_{ie}|$ in dit gebied gelijk zijn aan g_x. Helaas vertonen veel hoogfrequenttransistors geen dergelijk horizontaal lijnstuk, omdat de frequentiekarakteristiek van de transistor zo is opgevoerd dat de capaciteiten van overlapdiode en montageplaatje de frequentiekarakteristiek al overschaduwen vóórdat $|\mathbf{y}_{ie}|$ de waarde g_x bereikt. Deze situatie is te zien in de $|\mathbf{y}_{ie}|$-gegevens van fig. 3.16a. Vertoont $|\mathbf{y}_{ie}|$ geen horizontaal lijnstuk, dan kunnen we r_x nog vinden door de meting van het reële deel van $\mathbf{y}_{ie}$ bij een frequentie die hoog genoeg is om de impedantie van $(C_\pi + C_\mu)$ veel kleiner te maken dan r_x. Uit een beschouwing van fig. 3.2b volgt dat bij deze frequenties

$$g_x\,|_{\,\text{hoogfrequent}} = \mathrm{Re}[\mathbf{y}_{ie}]_{\omega \ll g_x/(C_\pi + C_\mu)} \qquad (3.47)$$

Bij hoge frequenties vertoont de basisweerstand van de meeste transistors de neiging om tot een kleine constante waarde te naderen die veelal de *extrinsieke basisweerstand* wordt genoemd en welke voor veel transistors niet meer dan 25 Ω kan bedragen.

In veel globale berekeningen kan de basisweerstand geheel buiten beschouwing blijven. De ontwerper moet er echter wel aan denken dat elke transistor altijd een zekere basisweerstand vertoont, die op zijn minst genomen de directe toegang tot de condensator C_π belemmert.

3.5. OVERZICHT VAN DE METINGEN

Tabel 3.1 geeft een volledige samenvatting van de metingen die zijn uitgevoerd om de waarden te bepalen van de verschillende elementen in het hybride-π-model.

Tabel 3.1

Hybride-π-element	Te meten grootheid	Betrekking	
g_m	I_C	$g_m = \dfrac{q}{kT}\left\|I_C\right\|$	(3.21)
r_π	α_{eo}	$r_\pi = \dfrac{\alpha_{eo}}{g_m}$	(3.23)
r_x (laagfrequent)	$h_{ie}\,\|_{\,1000\ \mathrm{Hz}}$	$r_x = h_{ie}\,\|_{\,1000\ \mathrm{Hz}} - r_\pi$	(3.25)
r_x (hoogfrequent)	$y_{ie}\,\|_{\,\omega \gg g_x/(C_\pi + C_\mu)}$	$g_x = \mathrm{Re}[y_{ie}]_{\omega \gg g_x/(C_\pi + C_\mu)}$	(3.47)
r_μ	$h_{re}\,\|_{\,1000\ \mathrm{Hz}}$	$r_\mu \approx \dfrac{r}{h_{re}\,\|_{\,1000\ \mathrm{Hz}}}$	(3.27)

Hybride-π-element	Te meten grootheid	Betrekking	
r_o	$y_{oe}\|_{1000\,\mathrm{Hz}}$	$g_o \approx y_{oe}\|_{1000\,\mathrm{Hz}}$	(3.30)
C_μ	C_{ob}	$C_\mu \approx C_{ob} - C_{bc} - C_{ce}$	(3.31)
	$\|\alpha_e\|$ op asymptoot	$C_\pi = \dfrac{g_m}{\omega\,\|\alpha_e\|} - C_\mu$	(3.36)
C_π	f_T	$C_\pi = \dfrac{g_m}{\omega_T} - C_\mu$	(3.41)
	f_{α_e}	$C_\pi = \dfrac{g_m}{\alpha_{eo}\omega_{\alpha_e}} - C_\mu$	(3.42)
f_T		$f_T = \alpha_{eo} f_{\alpha_e}$	(3.40)
		$= \|\alpha_e\| f$	(3.38)

4. INVLOED VAN DE WERKOMSTANDIGHEDEN OP DE PARAMETERS VAN KLEIN-SIGNAALMODELLEN

4.1. INLEIDING

De karakteristieken en het gedrag van de transistor bij kleine signalen hangen op een ingewikkelde manier samen met de werkomstandigheden ervan. Om de invloed van variaties in temperatuur of voorspanning te begrijpen of, nog beter, te kunnen voorspellen, moeten we een goed inzicht hebben in de fysische verschijnselen die er aan ten grondslag liggen. Een goed begrip van de invloed van het werkpunt wordt aanzienlijk vergemakkelijkt als we de transistor kunnen karakteriseren door een model waarbij de fundamentele inwendige fysische verschijnselen zo direct mogelijk tot uiting komen in de betreffende modelelementen. Het hybride-π-model vertoont inderdaad die eigenschap, en het grote nut ervan bij de analyse van het transistorgedrag ten opzichte van kleine signalen is reeds in hfdst. 3 behandeld.

In dit model worden echter alleen die fysieke aspecten in rekening gebracht welke kenmerkend zijn voor wat men een eendimensionaal beeld van de transistor kan noemen. Immers, het model is erop gebaseerd dat de *transversale* spanningsval ten gevolge van de transversale component van de basisstroom verwaarloosbaar klein is (hetgeen de geldigheid van het model tot matige stroomsterkten beperkt), terwijl bovendien de gevolgen van radiale variaties in de transistordoorsnede buiten beschouwing blijven (waardoor sommige parameters van het model hetzij weggelaten, hetzij verkeerd voorgesteld worden).

Verder zijn de parameters van het hybride-π-model ontwikkeld vanuit de veronderstelling dat er een lineair verband bestaat tussen de opslag van minderheidsdragers en de klemstromen, zowel ten aanzien van de voorspanningsomstandigheden als van de kleine signalen. Hierdoor gelden de kwantitatieve resultaten alleen voor de situatie die in de halfgeleiderfysica als *beperkte injectie* wordt omschreven, waarbij extra *minderheids*-concentraties overal laag worden gehouden vergeleken met de totale *meerderheids*-concentraties. Ook dit impliceert dat het model alleen toegepast mag worden bij niet te hoge totale stroomsterkten.

Bij de collectorjunctie is de invloed van een beginnende spanningsdoorbraak ten gevolge van de lawinevermenigvuldiging van ladingdragers die aan de doorbraak vooraf gaat, tot dusver in het model buiten beschouwing gebleven, waardoor de resultaten beperkt zijn tot matige collectorspanningen.

Bovendien is er weinig gezegd omtrent het verloop van de recombinatieverschijnselen met de temperatuur en de stroomsterkte, effecten die ten aanzien van sommige modelparameters zeker niet te verwaarlozen zijn.

Tenslotte is ook maar weinig aandacht geschonken aan de invloed van de transistorhouder en -aansluitingen op de totale schakeling. Bij hoge frequenties zijn deze effecten dikwijls van beslissende betekenis, maar omdat de houder feitelijk volkomen los staat van de transistor zelf zullen we hier niet nader ingaan op deze invloeden.

Naar aanleiding van de bovenstaande bezwaren willen we nu allereerst nagaan op welke manier de verschillende parameters in het hybride-π-model verwacht mogen worden te reageren in het licht van de vereenvoudingen waarop het model gebaseerd is. Daarna volgt dan een korte bespreking van de invloed van de overige bovenvermelde fysische aspecten. Het zou echter onjuist zijn om het belang van deze bijkomende verschijnselen af te wegen aan de betrekkelijk summiere behandeling die we er hier aan wijden. Enkele van deze aspecten zijn zo gecompliceerd dat we er in dit stadium eenvoudig niet diep op in kunnen gaan. Een paar ervan zijn, zoals wellicht te verwachten is, zo belangrijk dat ze het gedrag van bijvoorbeeld transistors voor hoge vermogens volledig *beheersen*, omdat het daarbij immers gaat om gebieden met hoge stroomsterkten en spanningen. Men doet er goed aan om bij de nu volgende bespreking van het hybride-π-model (fig. 4.1) de bovenstaande restricties in gedachten te houden.

De verschillende waarden van de elementen in het model zoals dit eerder ontwikkeld is, worden uiteraard mede bepaald door de omstandigheden waaronder het geheel werkt. Omdat elk element echter globaal gezien een bepaald fysisch aspect vertegenwoordigt,

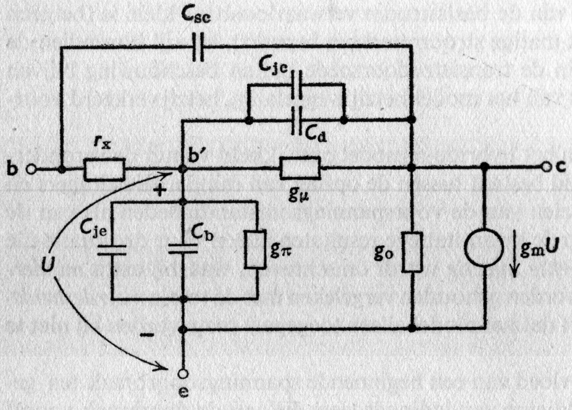


Fig. 4.1. Het hybride-π-model van de transistor. Definitie van de capaciteitscomponenten:

$$C_\pi = C_b + C_{je}$$
$$C_\mu = C_{jc} + C_d$$

waarin C_b = basisoplaadcapaciteit
C_{je} = capaciteit van de emitter-ruimteladingslaag
C_d = collectordiffusiecapaciteit
C_{jc} en C_{sc} = componenten van de capaciteit van de collector-ruimteladingslaag.

is de invloed van de werkomstandigheden bekend en dikwijls gemakkelijk te berekenen. De verandering in de elementwaarden ten gevolge van een verplaatsing van het werkpunt (te weten het voorspanningspunt, I_C, U_C) of een temperatuurverschil is voorspelbaar, zodat de invloed ervan op de elektrische parameters zoals die in de klemvariabelen tot uiting komt gemakkelijk te bepalen is. Ten aanzien van de notatie merken we nog op dat met U_C, U_E in het algemeen 'collectorspanning' respectievelijk 'emitterspanning' wordt bedoeld. Hierbij moet uit het verband blijken of U_C de klemspanning U_{CE} of U_{CB} voorstelt, of de feitelijke spanning zoals die heerst over de ruimteladingslaag van de collector-basisjunctie. Voor U_E geldt hetzelfde, het symbool kan zowel U_{EB} voorstellen als de spanning over de ruimteladingslaag van de emitter-basisjunctie.

De modelparameters kunnen in vier hoofdgroepen worden verdeeld, die elk op een eigen, karakteristieke manier afhangen van de ligging van het werkpunt:

1. De parameters die verband houden met de stroomdoorgang in de basis ten gevolge van minderheidsdragersinjectie door de emitter-basisjunctie: g_m, C_b, r_π – hangen voornamelijk af van I_C, zijn weinig afhankelijk van U_C (in het geval van g_m in het geheel niet afhankelijk van U_C).

2. Die welke verband houden met de stromen van meerderheidsdragers welke de ruimteladingslagen vereisen: C_{je}, C_{jc} en C_{sc} – eerstgenoemde hangt uitsluitend af van U_E (die binnen het normale werkgebied slechts zeer weinig verandering ondergaat), de beide laatste alleen van U_C.

3. Die welke verband houden met de *modificatie* van de minderheidsdragersstroom in de basis ten gevolge van basisdiktemodulatie: g_o, g_μ en C_d – hangen zowel van I_C als van U_C af.

4. Die welke verband houden met de transversale stroom van meerderheidsdragers in de basis: r_x – deze parameter is in het hybride-π-model alleen als 'afwijking' opgenomen. Dat wil zeggen, het effect van de spanningsvallen ten gevolge van deze component op de schakeling zijn wel in rekening gebracht, maar de verdere gevolgen van deze transversale spanningsverliezen ten aanzien van het *interne* fysische gedrag van de transistor is buiten beschouwing gelaten. Dit heeft er onder andere toe geleid dat r_x alleen afhangt van U_C, en dat nog slechts in geringe mate.

We zullen allereerst nagaan hoe de parameters in groep 1, die verantwoordelijk zijn voor de fundamentele transistorwerking, afhangen van de ligging van het werkpunt (I_C, U_C). Vervolgens zullen we de werkpuntafhankelijkheid van de parameters in de groepen 2, 3 en 4 de revue laten passeren. Dan komt de temperatuurafhankelijkheid van de parameters aan de beurt, en tenslotte worden de verschijnselen die zich voordoen bij grote collectorinstelstroom of -spanning nog even kort belicht.

4.2.1. *Inleiding*

De modelparameters g_m, C_b en r_π zijn een voorstelling van de fundamentele verschijnselen binnen de transistor: de injectie van minderheidsdragers vanuit de emitter en hun transport naar de collector. De essentiële fysische aspecten die hierbij een rol spelen zijn in fig. 4.2 samengevat voor een pnp-transistor met uniforme basisdoping. De geïnjecteerde concentratie van overmaatminderheidsdragers $p_b'(O)$ vertoont het volgende verband met de doorlaatvoorspanning die over de emitter-basisjunctie wordt aangelegd:

$$p_b'(O) = p_{bo}\{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\} \tag{4.1}$$

een vergelijking die reeds in par. 1.4.4 is afgeleid. De geïnjecteerde ladingdragers leiden tot:

a. De oplading van de basis door een overmaatlading q_{BF} van minderheidsdragers [tezamen met een overmaat neutraliserende lading $(-q_{BF})$ van meerderheidsdragers, die via de basisaansluiting wordt aangetrokken.]

b. Een door diffusie onderhouden stroom door de basis naar de collector.

We beginnen met een onderzoek naar de invloeden van transport en opslag van de ladingdragers, in termen van de modelparameters g_m en C_b.

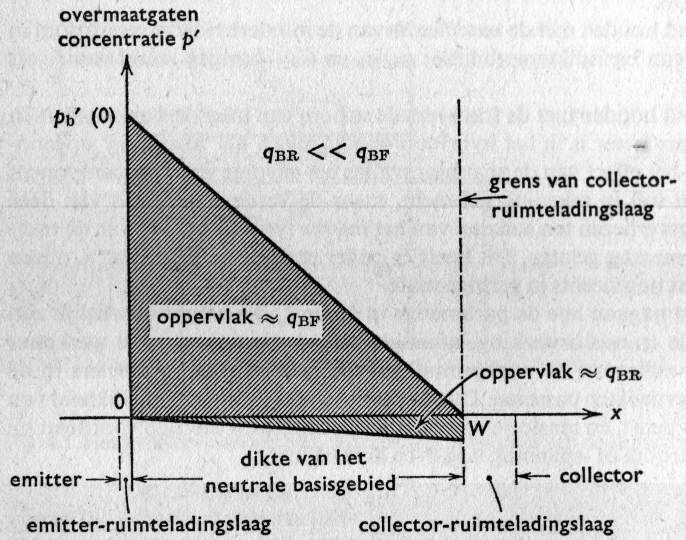


Fig. 4.2. Verdelingen van de voorwaarts- en omkeercomponenten van de minderheidsconcentraties in de basis van een pnp-transistor met uniforme basisdoping.

4.2.2. *De parameters* g_m *en* C_b

De parameter g_m is in hfdst. 1 gedefinieerd als:

$$g_m \equiv -\frac{dI_{CF}}{dU_{EB}} \tag{4.2}$$

Uitgedrukt in de diffusie van minderheidsdragers in fig. 4.2 levert dit bij een doorsnede A:

$$-I_{CF} = eD_b A\left(\frac{p_b'(O)}{w}\right) \tag{4.3}$$

ofwel, gezien (4.1.)

$$-I_{CF} = \frac{eD_b A p_{bo}}{w}\{\exp(eU_{EB}/kT) - 1\}$$

Aangezien in het actieve gebied $q_{BF} \gg q_{BR}$ volgt hieruit:

$$g_m = \frac{e}{kT}\,|\,I_C\,| \tag{4.4}$$

De capaciteit C_b is in hfdst. 1 gedefinieerd als:

$$C_b \equiv \frac{dq_{BF}}{dU_{EB}} \tag{4.5}$$

terwijl uit fig. 4.2 volgt dat:

$$q_{BF} = \tfrac{1}{2}eAp_b'(O)w \tag{4.6}$$

In dit verband is ook de gemiddelde tijd ingevoerd die karakteristiek is voor de ladingopslag in de basis, τ_F, gedefinieerd als:

$$\tau_F \equiv -\frac{q_{BF}}{I_{CF}} = \frac{w^2}{2D_b} \tag{4.7}$$

waarin de tweede vorm volgt met behulp van (4.3) en (4.6). Uit (4.5), (4.7), (4.2) en (4.4) vinden we voor C_b de volgende betrekking:

$$C_b = \left(-\frac{dq_{BF}}{dI_{CF}}\right)\left(-\frac{dI_{CF}}{dU_{EB}}\right) = \tau_F g_m = \tau_F\frac{e}{kT}\,|\,I_C\,| \tag{4.8}$$

Dit alles leidt tot het overigens reeds bekende resultaat dat de steilheid g_m en de basiscapaciteit eenvoudig evenredig zijn met $|\,I_C\,|$, mits de instelstroom in de voorwaartsrichting veel groter is dan de verzadigingsstroom in de omkeerrichting.

In de in fig. 4.3 weergegeven meetresultaten is $|\,I_C\,|$ met een logaritmische stroomschaal uitgezet tegen U_{EB} voor een gegeven npn-transistor. Op basis van (4.4) mogen we een rechtlijnig verband verwachten (wanneer we aannemen dat de doorgang van de

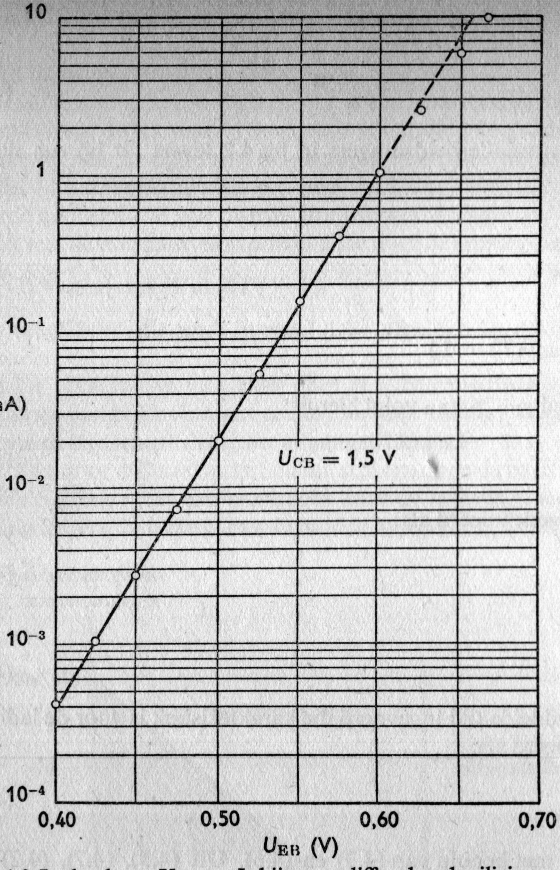


Fig. 4.3. Invloed van U_{EB} op I_C bij een gediffundeerde silicium npn-transistor.

basisstroom slechts verwaarloosbaar kleine transversale spanningsverliezen in het basismateriaal veroorzaakt). Volgens (4.4) betekent deze evenredigheid tussen g_m en $|I_C|$ verder dat de rechte een constante helling e/kT moet hebben. Bij voldoende grotere collectorstromen gaan echter afwijkingen van deze constante helling optreden. In de hier in beeld gebrachte meetresultaten komt de afwijking bijna geheel voor rekening van de transversale basisstroom, die ertoe leidt dat de aangelegde klemspanning U_{EB} groter is dan die welke in feite over de emitter-basisjunctie staat (zie par. 4.5).

De uitdrukkingen van (4.6) of (4.3) voor de basislading respectievelijk collectorstroom omvatten niet alleen de geïnjecteerde gatenconcentratie, maar ook de dikte w

van het elektrisch neutrale deel van de basis (fig. 4.2). Nu hangt w af van de dikten van zowel de emitter- als de collector-ruimteladingslaag, en dus van U_{EB} en U_{CB}. Bij een normale voorspanning staat er een aanzienlijke tegenvoorspanning over de collectorjunctie, waardoor de ruimteladingslaag aan deze zijde betrekkelijk dik is. De aangelegde voorspanningen worden in de regel over een groot bereik gevarieerd, wat tot gevolg heeft dat de dikteveranderingen van de ruimteladingslaag een merkbare rol kan gaan spelen (fig. 4.4). De emitter-ruimteladingslaag daarentegen is bij normale doorlaatvoorspanning dun, terwijl de spanningsvariaties over deze junctie bij werking in het actieve gebied gering zijn. Dergelijke kleine fluctuaties in de doorlaatvoorspanning veroorzaken dan ook slechts kleine dikteveranderingen van de emitter-ruimteladingslaag. Ten aanzien van w is derhalve alleen de invloed van U_C van belang. Naarmate de tegenvoorspanning over de collectorjunctie toeneemt loopt de basisdikte terug (fig. 4.4). Bij een gegeven waarde van de instelstroom $|I_C|$ blijkt g_m overeenkomstig (4.4) onafhankelijk te worden van de basisdikte en daarmee onafhankelijk van de collectorspanning. De parameter τ_F en daarmee C_b, die evenredig zijn met w^2 [(4.7) en (4.8)], zijn daarentegen wel sterk afhankelijk van U_C bij een vaste $|I_C|$. Hun waarden blijken af te nemen als de collectorspanning toeneemt.

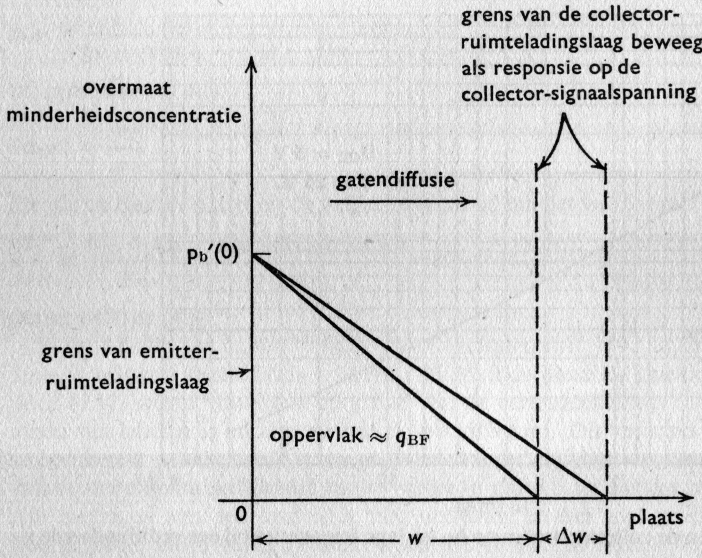


Fig. 4.4. De gevolgen van basisdiktemodulatie.

4.2.3. *De parameter* r_π

De modelparameter r_π ($\equiv 1/g_\pi$) vertoont eveneens een rechtstreekse afhankelijkheid van I_C. Dit blijkt direct uit (3.23):

$$r_\pi = \frac{\alpha_{eo}}{g_m}$$

waarin α_{eo} de laagfrequent stroomversterking van de transistor in de gemeenschappelijke-emitteraansluiting voorstelt, en de invloed van r_μ is verwaarloosd. Substitutie van (4.4) levert:

$$r_\pi = \alpha_{eo} \frac{kT}{|I_C|e} \tag{4.9}$$

Aan de hand van het hybride-π-model van fig. 4.1 blijkt de laagfrequent ingangsimpedantie in de gemeenschappelijke-emitterschakeling met de collector kortgesloten met de emitter, bij benadering de volgende waarde te hebben:

$$h_{ie}\,|_{\text{laagfrequent}} \approx r_x + r_\pi \tag{4.10}$$

In fig. 4.5 zijn enkele typische meetresultaten van deze impedantie uitgezet; de waarde blijkt met toenemende $|I_C|$ snel terug te lopen, voornamelijk ten gevolge van de teruggang van r_π zoals die door (4.9) wordt gegeven.

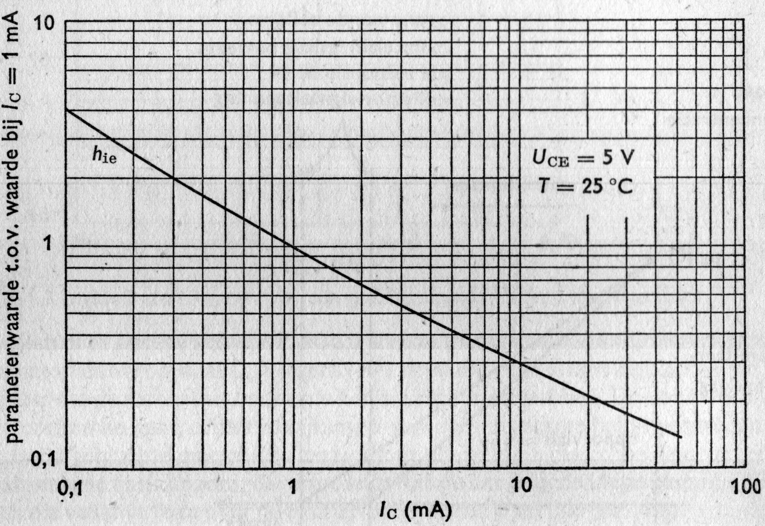


Fig. 4.5. De invloed van de collectorstroom op h_{ie} bij lage frequenties bij een gediffundeerde silicium npn-transistor.

4.2.4. *De invloed van het werkpunt op de hoogfrequentstroomversterking*

De capaciteit C_π van het hybride-π-model is rechtstreeks bepalend voor de kortsluitstroomversterking in de gemeenschappelijke-emitteraansluiting bij hoge frequenties. Nu is C_π gedefinieerd als:

$$C_\pi \equiv C_{je} + C_b$$

en volgens (4.8) mogen we dit schrijven als:

$$C_\pi = C_{je} = \frac{q\tau_F}{kT} \, |I_C| \tag{4.11}$$

Hierbij dient men echter te bedenken dat, zoals reeds eerder naar voren is gebracht, de emitterjunctiespanning slechts zeer weinig verandering ondergaat over een groot bereik van $|I_C|$, zolang $|I_C|$ maar groter is dan de verzadigingswaarde. Hoewel de junctiecapaciteit dus ontegenzeglijk een zekere spanningsafhankelijkheid vertoont (par. 1.4.6), doen zich binnen een groot I_C-bereik toch slechts geringe capaciteitsfluctuaties voor, zodat we C_{je} als ongevoelig voor variaties in I_C in (4.11) mogen opvatten. We kunnen dit feit verifiëren door de kortsluitstroomversterking voor de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie α_{eF} te onderzoeken bij zo'n hoge frequentie dat $|\alpha_{eF}|$ veel kleiner is dan de laagfrequentwaarde α_{eo}, en wel op de volgende manier.

Uit (3.33) volgt:

$$\alpha_{eF} = \frac{g_m}{g_\pi + j\omega(C_\pi + C_\mu)} = \frac{1}{1/\alpha_{eo} + j\omega/\omega_T}$$

of, mits $|\alpha_{eF}| \ll \alpha_{eo}$:

$$|\alpha_{eF}| = \frac{\omega_T}{\omega}$$

De parameter ω_T hangt op de volgende wijze af van het werkpunt:

$$\frac{1}{\omega_T} \equiv \frac{C_\pi + C_\mu}{g_m} = \frac{C_b + (C_{je} + C_\mu)}{g_m} = \tau_F + (C_{je} + C_\mu)\frac{kT}{e\,|I_C|} \tag{4.12}$$

gezien (4.8) en (4.4).

In fig. 4.6 zijn een aantal typische meetresultaten van $f_T(= \omega_T/2\pi)$ afgebeeld, waarin $1/\omega_T$ is uitgezet tegen $1/|I_C|$. Hieruit blijkt inderdaad de lineaire betrekking welke door (4.12) wordt voorspeld op grond van de veronderstelling dat C_{je} en C_μ geen invloed van betekenis ondergaan van de instelstroom. Dit verband blijft over een ruim stroombereik gehandhaafd maar geldt niet langer bij hoge stroomsterkten ten gevolge van de stroomafhankelijkheid van τ_F welke in par. 4.5 ter sprake zal komen. In fig. 4.6 zijn metingen aan een transistor met uniforme en één met geleidelijke basisdoping weergegeven, en in beide gevallen wordt de verwachte variatie bevestigd, althans bij lagere stroomsterkten. Aangaande het verschil tussen de beide transistoruitvoeringen

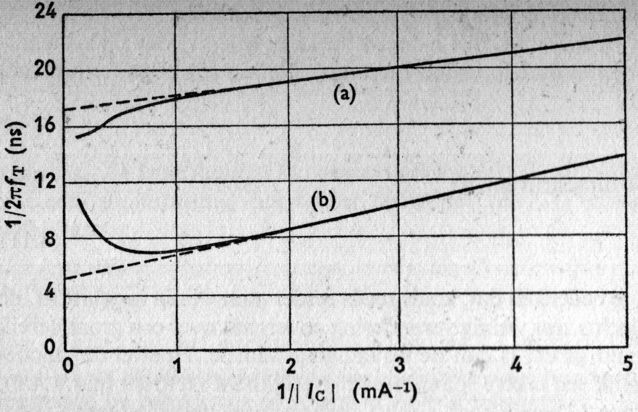


Fig. 4.6. Meetresultaten van het verloop van ω_T als functie van de instelstroom: a. germanium pnp-transistor met uniforme basis; b. germanium pnp-transistor met geleidelijke basisdoping.

merken we op dat de geleidelijke basisdoping per definitie betekent dat de doopstoffenconcentratie in de basis niet-uniform is, en wel over een aanzienlijk deel van de basisdikte toeneemt in de richting van de emitter naar de collector. Deze 'geleidelijke' overgang leidt tot een elektrisch veld dat de diffusie van geïnjecteerde minderheidsdragers in de basis ondersteunt door een drifteffect. In het geval van een geleidelijke doping wordt de stroom van dragers door de basis zodoende versneld, waardoor de basislading q_{BF} die met een gegeven collectorstroom overeenkomt (en daarmee de waarde van τ_F) lager uitkomt dan die van een vergelijkbare uitvoering met uniforme basisdoping.

Omdat τ_F ook van de basisdikte afhangt [zie (4.7)], en C_μ van U_{CB}, varieert de parameter f_T met de collectorvoorspanning. Bij verhoging van de voorspanning nemen w en C_μ af, waardoor f_T toeneemt. Dit effect is in fig. 4.7 in beeld gebracht, waarin f_T is uitgezet tegen I_C bij verschillende waarden van U_{CE} voor een transistor met geleidelijke basisdoping. Precies als in de voorgaande figuur vertoont f_T in een dergelijke transistor een maximale waarde voor een bepaalde grootte van de collectorstroom, als gevolg van het τ_F-gedrag bij hoge stroomsterkten (zie par. 4.5).

4.3. MODELPARAMETERS WELKE VERBAND HOUDEN MET DE EIGENSCHAPPEN VAN DE RUIMTELADINGSLAGEN

4.3.1. *Inleiding*

Het bestaan zelf van alle resterende parameters van het hybride-π-model, met uitzondering van r_x, wordt bepaald door de *diktemodulatie* van de ruimteladingslagen van de

emitter-basis- en collector-basisjuncties (zie fig. 4.4) door de spanningen van het (kleine) signaal. De numerieke waarden van deze parameters worden mede bepaald door de *voorspanning* op de collectorjunctie, omdat de omgang van de *diktemodulatie* bij een gegeven signaalsterkte en de invloed ervan op de rest van de transistor afhangt van de absolute dikte van de lagen bij het werkpunt. Bij enkele van deze parameters doet zich bovendien een zekere stroomafhankelijkheid voor, welke het gevolg is van de invloed van I_C op de ladingopslag in de basis [zie (4.7)], gecombineerd met de modulatie van deze ladingopslag door veranderingen in de basisdikte met de signaalspanning (fig. 4.4).

De parameters waar het hierbij om gaat vallen uiteen in twee voor de hand liggende groepen: de junctiecapaciteiten C_{je} en C_{jc} (die in schakelingstoepassingen dikwijls een zeer belangrijke rol spelen), en de parameters die direct verbonden zijn met de basisdiktemodulatie g_o, g_μ en C_d (welke voor praktische schakelingen zelden een rol van betekenis spelen).

4.3.2. *De junctiecapaciteiten*

De junctiecapaciteit van een pn-junctie stelt de differentiële verandering voor van de ruimtelading binnen de ruimteladingslaag ten gevolge van de differentiële verandering van de junctiespanning [par. 1.4.2 en 1.4.3, alsmede (1.7) en (1.10)].

Op fysische gronden neemt de junctiecapaciteit af bij verhoging van de tegenspanning, doordat de dipoollaag dikker moet worden om de grotere spanning te kunnen verwerken (zie fig. 1.2c en d); de differentiële capaciteit is omgekeerd evenredig met deze dikte. Omgekeerd geldt dat C_j toeneemt als de doorlaatvoorspanning over de junctie wordt verhoogd. Over een groot bereik van de *doorlaatstromen* die de junctie oversteken vertoont de junctiespanning echter slechts een gering verloop als gevolg van het ex-

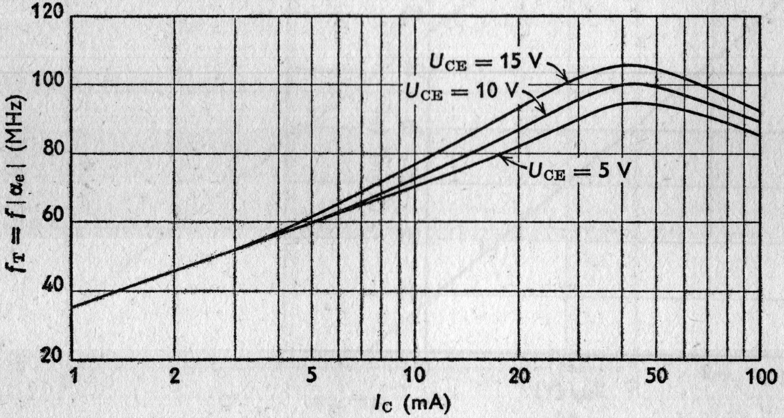
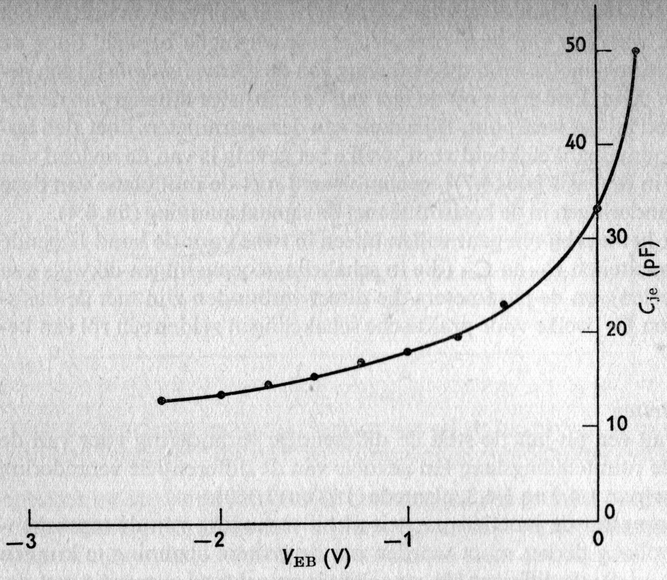
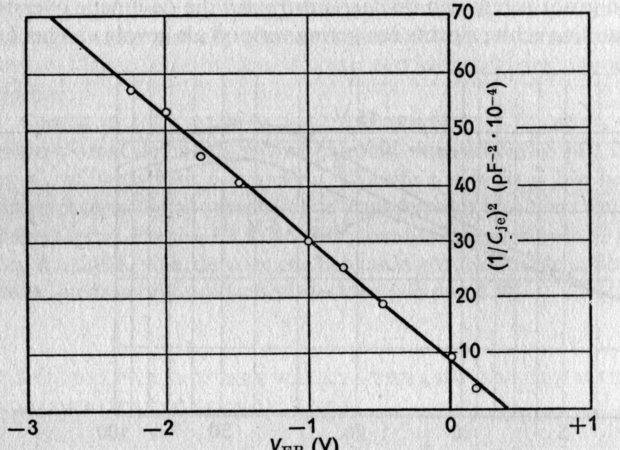


Fig. 4.7. De invloed van I_C en U_{CE} op f_T bij een silicium npn-transistor met geleidelijke basisdoping. De uitgezette grootheid is $f \cdot |\alpha_e|$, waarin $f = 20$ MHz.



(a)



(b)

Fig. 4.8. De capaciteit van de emitter-basisjunctie en de afhankelijkheid van de tegenvoorspanning voor een gelegeerde germanium pnp-transistor (abrupte overgang bij de emitterjunctie).

ponentiële karakter van de *UI*-betrekking bij de junctie. Het resultaat is dat de waarde van C_j bij doorlaatspanning slechts weinig invloed van de junctie-*stroom* ondergaat.

In fig. 4.8a zijn de meetresultaten in beeld gebracht van de emitterjunctiecapaciteit van een gelegeerde transistor (abrupte doopstoffenovergang) als functie van de klemspanning U_{EB}, voor beide voorspanningspolariteiten. De grafiek vormt een goede bevestiging van de bovenstaande overwegingen.

Volgens de theorie moet voor een dergelijke abrupte junctie n in (1.10) de waarde $\frac{1}{2}$ hebben; volgens deze vergelijking kunnen we de meetresultaten van fig. 4.8a dus het beste weergeven door $1/C_{je}^2$ uit te zetten tegen U_{EB}. Dit levert dan een rechtlijnig verband, op de wijze van fig. 4.8b. Voor een junctie met een lineair doopstoffenverloop voorspelt de theorie $n = 1/3$, of wel een lineaire betrekking tussen $1/C_j^3$ en U. In fig. 4.9 zijn typische metingen van de emitterjunctiecapaciteit bij tegenvoorspanning weergegeven voor een silicium npn-transistor met geleidelijke basisdoping; in dit geval is $1/C_{je}/$ uitgezet tegen U_{EB}. Uit het rechtlijnige verband dat we op deze manier krijgen blijkt dat (1.10) inderdaad klopt voor $n = 1/3$, zodat de juntcie de kenmerken van een lineair doopstoffenverloop benadert. Overeenkomstige resultaten verkrijgt men bij meting van de collectorjunctiecapaciteit van dit type transistors bij kleine tegenvoorspanningen (bijvoorbeeld tot enkele volt). Voor zeer grote tegenvoorspanningen benadert de capaciteits-*verandering* met de spanning die van een abrupte overgang. In andere praktijkvoorbeelden van juncties met geleidelijke doopstoffenovergang vertoont de junctiecapaciteit een spanningsafhankelijkheid waarvoor n tussen de grenzen 0 en $\frac{1}{2}$ ligt.

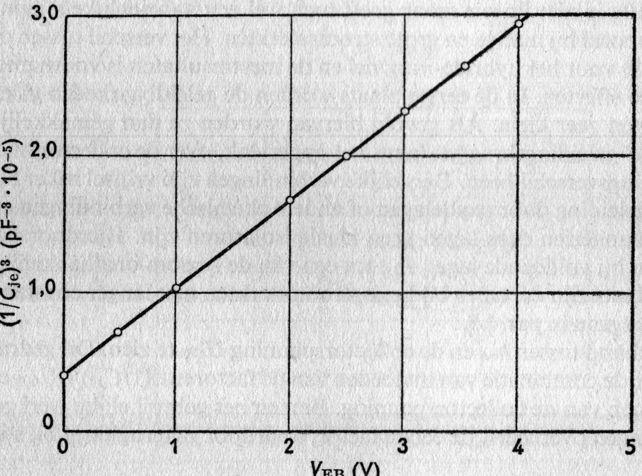


Fig. 4.9. Capaciteit van de emitter-basisjunctie: invloed van de tegenvoorspanning voor een silicium npn-transistor met geleidelijke basisdoping.

4.3.3. *De parameters die bepaald worden door de basisdiktemodulatie*

Zoals reeds is vermeld zijn deze parameters, te weten g_o, g_μ en C_d (fig. 4.1) voor praktische schakelingen zelden van veel belang. Het zou dan ook te ver voeren om het verloop ervan met het werkpunt volledig te gaan afleiden. We volstaan met de resultaten van deze analyse, uitgedrukt in de notatie van hfdst. 1:

$$g_o \sim \frac{I_C}{w} \frac{d}{dU_{CB}} \left(\frac{1}{C_{jc}} \right) \tag{4.13a}$$

$$g_\mu \sim \frac{I_C}{w} \left(\frac{\tau_F}{\tau_{BF}} \right) \frac{d}{dU_{CB}} \left(\frac{1}{C_{jc}} \right) \tag{4.13b}$$

$$C_d \sim \frac{I_C}{w} \tau_F \frac{d}{dU_{CB}} \left(\frac{1}{C_{jc}} \right) \tag{4.13c}$$

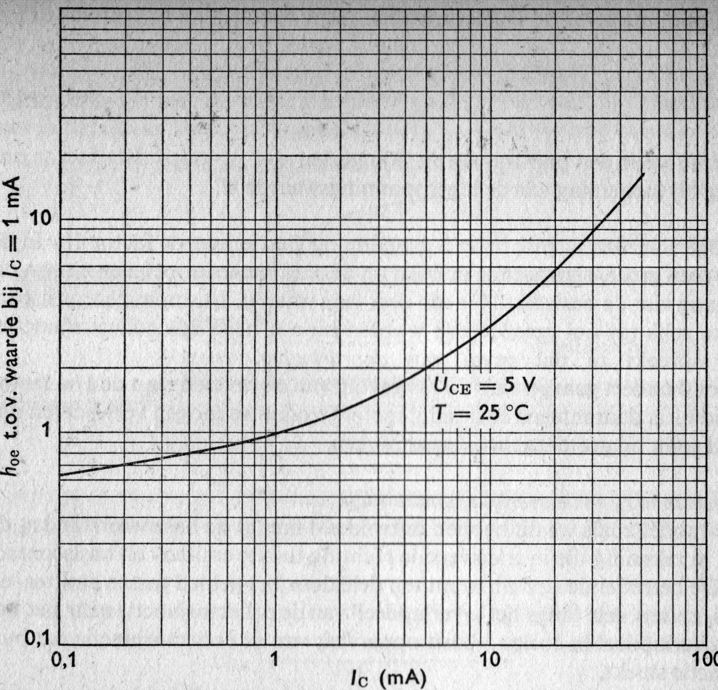
In het algemeen gesproken vertonen transistors met niet-uniforme basisdoping dezelfde karakteristieke evenredigheden met I_C en $1/w$. We mogen verwachten dat g_o, g_μ en C_d derhalve zeer sterk afhankelijk zijn van de collectorstroom I_C. Dit effect blijkt inderdaad uit fig. 4.10a, waarin de uitgangsadmittantie voor de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie (met open ingangskring), h_{oe}, bij lage frequenties voor een bepaalde transistor is uitgezet tegen I_C. Uit het model van fig. 4.1 kunnen we volgens de in hfdst. 3 behandelde methoden afleiden dat:

$$h_{oe} \mid_{\text{laagfrequent}} \approx g_o + (\alpha_{eo} + 1) g_\mu \tag{4.14}$$

De kromme van fig. 4.10a is niet lineair maar geeft toch wel een aanzienlijke stijging met de stroom te zien, vooral bij matige en grote stroomsterkten. Het verschil tussen de voorspellingen van (4.13) voor het hybride-π-model en de meetresultaten is voornamelijk te herleiden tot twee effecten. In de eerste plaats worden de geleidbaarheden g_o en g_μ bij lage stroomsterkten zeer klein. Als gevolg hiervan worden ze dan gemakkelijk overheerst door 'externe' geleidingsbruggen langs het oppervlak, over de collectorjunctie met zijn grote spanningsverschil heen. Dergelijke verbindingen zijn vrijwel zeker het gevolg van elektrische geleiding door oxydelagen of andere chemische verbindingen op het junctie-oppervlak, aangezien deze lagen geen ideale isolatoren zijn. Hierdoor nadert h_{oe} in het algemeen bij voldoende lage $|I_C|$ tot een van de stroom onafhankelijke waarde. In de tweede plaats zijn α_{eo} en τ_F bij hoge stroomsterkten niet langer constant, waarop nader wordt ingegaan in par. 4.5.

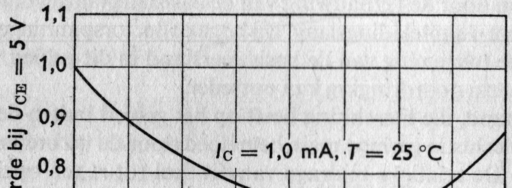
In fig. 4.10b is het verband tussen h_{oe} en de collectorspanning U_{CE} te zien. Dit gedrag wordt veroorzaakt door de combinatie van invloeden van de factoren $d(1/C_{jc})/dU_{CB}$ en $1/w$, welke beide afhangen van de collectorspanning. Binnen het gebruikelijke werkgebied van matige spanningen overheerst de eerste factor, waardoor g_o terugloopt bij stij-

Fig. 4.10. Invloed van stroom en spanning op de uitgangsparameter $\mathbf{h}_{oe}$ bij lage frequentie, voor een silicium npn-transistor met geleidelijke basisdoping.



h_{oe} t.o.v. waarde bij $I_C = 1$ mA
10
1
0,1
0,1
1
10
100
I_C (mA)
$U_{CE} = 5$ V
$T = 25$ °C

(a)



h_{oe} t.o.v. waarde bij $U_{CE} = 5$ V
1,1
1,0
0,9
0,8
0,7
0,6
0,5
5
10
15
20
25
U_{CE}
$I_C = 1,0$ mA, $T = 25$ °C

(b)

gende tegenvoorspanning over de collectorjunctie. Met behulp van (1.10) vinden we hiervoor:

$$\frac{d(1/C_{jc})}{dU_{CB}} \approx (\psi_o - U)^{n-1} \tag{4.15}$$

waarin $U = -U_{CB}$ voor een pnp-transistor. Aangezien $n < \frac{1}{2}$, loopt deze factor onherroepelijk terug bij toeneming van de tegenspanningswaarde U.

Bij voldoende hoge waarden van de tegenvoorspanning gaat echter de factor $1/w$ in de termen van (4.13) een grote, verhogende invloed op de parameters uitoefenen ten gevolge van de teruggang van de basisdikte tot een zeer lage waarde. In sommige transistors kan de basisdikte zelfs tot nul gereduceerd worden bij een bepaalde collectorjunctiespanning; men spreekt in dat geval van *doordringing.*

Naarmate w tot 0 nadert gaat g_o naar ∞ als gevolg van de invloed van de $1/w$-factor in (4.13a). De tijd τ_F is daarentegen evenredig met w^2, zodat we mogen verwachten dat g_μ en C_d naar nul gaan bij grote tegenvoorspanningen.

4.3.4. *De basisweerstand r_x en de overlapcapaciteit C_{sc}*

In het hybride-π-model zoals we dit hebben ontwikkeld brengt de basisweerstand r_x de signaalspanning in rekening die in transversale richting tussen emitter- en basiscontact staat (fig. 4.11). De betreffende stroom loopt ten dele door het gebied tussen emitter- en collectorjuncties, en ten dele langs het 'overlapdeel' van de collectorjunctie naar het basiscontact. Met overlapdeel bedoelen we het oppervlak van de collectorjunctie dat buiten de emitterjunctie steekt.

Het ligt voor de hand dat het deel van de basisweerstand tussen de beide juncties aanzienlijk verhoogd kan worden door de vernauwing van de basislaag ten gevolge van het breder worden van de collector-ruimteladingslaag. Bij hoge collectorspanningen mogen we zodoende een aanzienlijke toeneming van de basisweerstand in dit gebied verwachten, vooral bij transistors waarin doordringing kan optreden.

De rest van de basisweerstand, die betrekking heeft op het gebied buiten de emitterjunctie, wordt daarentegen slechts in geringe mate beïnvloed door de verbreding van de collector-ruimteladingslaag. De relatieve bijdrage van dit deel tot r_x ten opzichte van het bovenbeschreven deel, hangt af van de vorm van de constructie en de collectorstroom (dit wordt nader toegelicht in par. 4.4 en 4.5). In het algemeen zal de basisweerstand in elk geval enigszins toenemen bij verhoging van de tegenvoorspanning op de collectorjunctie.

We zien dat het probleem van de basisweerstand nauw verbonden is met het deel van de collectorjunctie dat de emitterjunctie overlapt. In fig. 4.11 is de capaciteit van dit deel als gevolg van de transistorbouw dicht bij het basiscontact gelegen, waarbij het niet uitgesloten is dat de stroom die van die 'condensator' naar het basiscontact vloeit, een aanzienlijke weerstand ondervindt. Het vervangingsschema van fig. 4.1 suggereert dat

dit niet het geval is, want het houdt in dat de 'overlapcapaciteit' C_{sc} de basisweerstand bij hoge frequenties vrijwel geheel kortsluit.

Maar hoe dan ook, we mogen verwachten dat de overlapcapaciteit C_{sc} hetzelfde verband vertoont met de collectorspanning als de rest van de collectorjunctiecapaciteit, die in het model wordt voorgesteld door C_{jc}. Deze variatie van C_{sc} kan in de praktijk

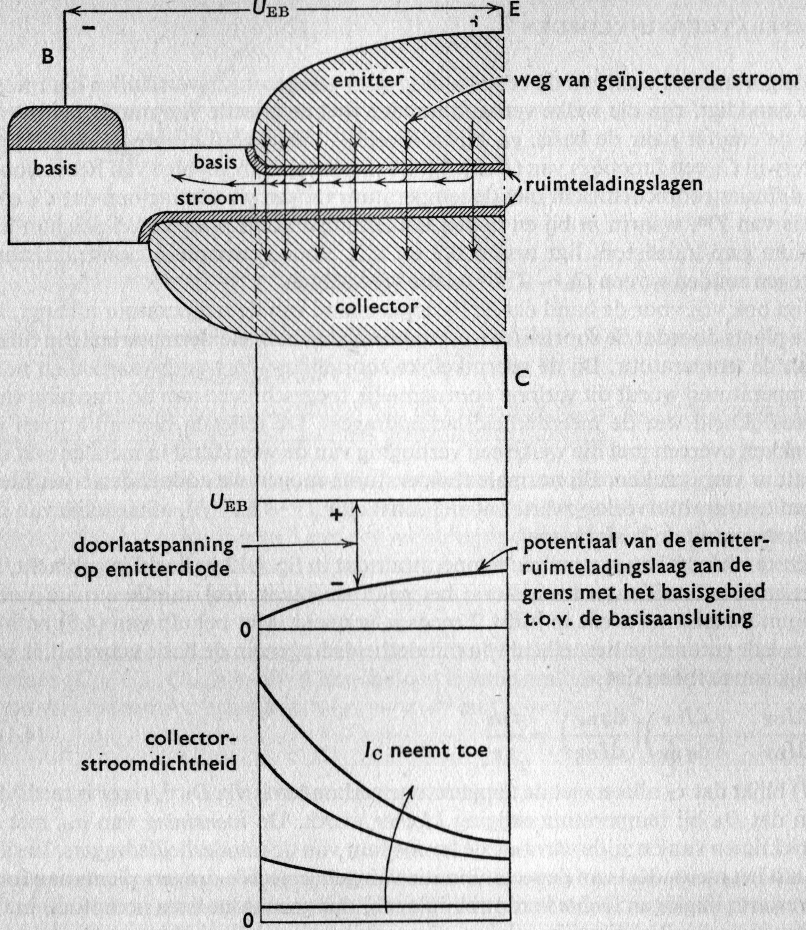


Fig. 4.11. Een illustratie van de overlapdiode en het afknijpeffect van de emitter bij hoge collectorstroomsterkten.

echter lastig te meten zijn ten gevolge van de aanwezigheid van andere vaste capaciteiten bij de transistorklemmen, die voor rekening komen van de houder en aansluitingen van de transistor zelf (waar reeds in par. 4.1 op is gewezen), en ook van de externe bedrading.

4.4. TEMPERATUURSINVLOEDEN

De modelparameters waarvan de beïnvloeding door temperatuursverschillen het meest voor de hand ligt, zijn die welke verband houden met de injectie van minderheidsdragers uit de emitter naar de basis. g_m bijvoorbeeld is omgekeerd evenredig met T [zie (4.4)], terwijl C_b een functie is van $(D_bT)^{-1}$ [(4.8) en (4.7)]. Ten gevolge van het verloop van de diffusiestroomcoëfficiënt met de temperatuur mogen we verwachten dat C_b een functie is van T^m, waarin m bij en boven kamertemperatuur voor zowel silicium als germanium pnp-transistors ligt tussen 0,3 en 0,7. Voor germanium npn-transistors daarentegen zouden we een $C_b \sim T^{-0,3}$ relatie verwachten.

Het ligt ook vrij voor de hand dat de basisweerstand van de temperatuur afhangt, in de eerste plaats doordat de soortelijke weerstand van het halfgeleidermateriaal een functie is van de temperatuur. Bij de gebruikelijke soortelijke-weerstandswaarden en normale temperaturen wordt dit verloop voornamelijk toegeschreven aan de afneming van de beweeglijkheid van de meerderheidsladingdragers. De redenen hiervan komen in grote trekken overeen met die welke een verhoging van de weerstand in metalen met de temperatuur veroorzaken. Bij normale temperaturen mogen we zodoende verwachten dat r_x een temperatuurverloop vertoont met een factor $T^{+1,5}$ à $T^{+2,7}$, afhankelijk van de materialen waaruit de basis bestaat.

Het grote verloop van α_{eo} met de temperatuur dat in fig. 4.12 in beeld is gebracht, is karakteristiek voor silicium transistors; het geldt slechts in veel mindere mate voor germanium transistors, zoals in hfdst. 2 reeds is vermeld. Met behulp van (4.7) en het feit dat τ_{BF} de recombinatiesnelheid van minderheidsdragers in de basis voorstelt, is gemakkelijk aan te tonen dat

$$\alpha_{eo} \equiv \frac{dI_{CF}}{dI_{BF}} = \left(\frac{dI_{CF}}{dq_{BF}}\right)\left(\frac{dq_{BF}}{dI_{BF}}\right) = \frac{\tau_{BF}}{\tau_F} \qquad (4.16)$$

Uit (4.7) blijkt dat τ_F alleen met de temperatuur verbonden is via D_b^{-1}, en er is reeds op gewezen dat D_b bij temperatuursstijging *kleiner* wordt. De *toeneming* van α_{eo} met T moet dus komen van de zijde van τ_{BF}, de levensduur van de minderheidsdragers. In silicium vindt het merendeel van de recombinatie van geïnjecteerde dragers plaats aan fouten en verontreinigingen (*echte* verontreinigingen, dus geen donors en acceptors) in de kristalstructuur, welke dikwijls gelegen zijn nabij oppervlakken binnen de ruimteladingslaag van de emitterjunctie. Men neemt aan dat de snelle beweging van de ladingdragers bij hoge temperaturen hun 'vangst' door dergelijke imperfecties minder waar-

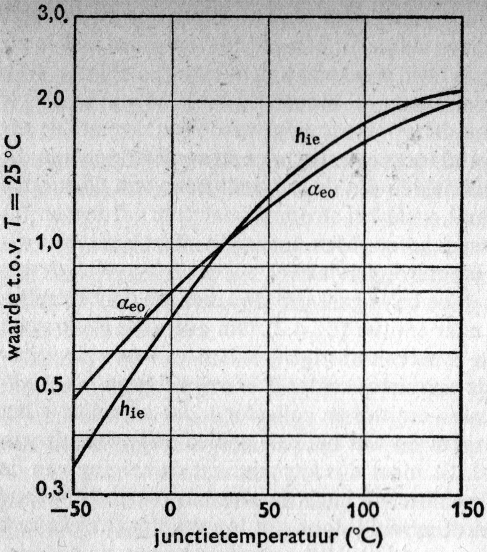


Fig. 4.12. Temperatuursafhankelijkheid van de parameters α_{eo} en $\mathbf{h}_{ie}$ (lage frequentie) in het geval van een silicium npn-transistor met geleidelijke basisdoping.

schijnlijk maakt, waardoor τ_{BF} en α_{eo} met de temperatuur zouden stijgen.

Aangezien $r_\pi = \alpha_{eo}(kT/e \mid I_C \mid)$ [zie (4.9)], wordt in dit geval de temperatuurafhankelijkheid van α_{eo} gecombineerd met een rechtevenredigheid met T, zodat r_π een meer dan evenredige toeneming met de temperatuur te zien moet geven. Dit verloop blijkt ook duidelijk uit de h_{ie}-metingen bij lage frequenties ($h_{ie} \approx r_x + r_\pi$) welke ook in fig. 4.12 zijn opgenomen.

Alle overige modelparameters vertonen ofwel een zeer gering verloop met de temperatuur (C_{je}, C_{jc}, C_{sc}, g_o), ofwel hun invloed is voor praktische doeleinden zo gering dat hun variatie minder belangrijk is ($g_\mu \sim \alpha_{eo}^{-1}$ en $C_d \sim D_b^{-1}$).

4.5. DE INVLOED VAN HOGE EN LAGE STROOMSTERKTEN

In de voorgaande bespreking zijn we ervan uitgegaan dat er een lineaire betrekking bestaat tussen de overmaatdragersconcentraties en de stromen in het basisgebied. Bij hoge stroomniveaus gaan echter aanzienlijke afwijkingen van de lineariteit optreden. Er zijn twee fysische verschijnselen aan te wijzen die er toe leiden dat het gedrag dan niet meer overeenkomt met de eerder beschreven transistoreigenschappen.

1. Er treedt een basisstroom op vanuit het basisgebied tegenover het emitteropper-

vlak, die parallel aan het vlak van de emitterjunctie verloopt en gepaard gaat met een overeenkomstige potentiaalverdeling binnen de basis. Het emittermateriaal zelf is zo goed geleidend dat daarin geen spanningsval van betekenis kan ontstaan. Dit in fig. 4.11 weergegeven effect van de transversale spanningsval binnen de basis brengt met zich mee dat de emitter-basisjunctie steeds minder voorspanning vertoont naarmate de afstand van het emittervlak tot de emitterrand toeneemt. Bij hoge stroomsterkten kan dit verval van de doorlaatvoorspanning ertoe leiden dat de stroominjectie van de emitter zich steeds meer beperkt tot de emitterrand, waar het stroomniveau (dat wil zeggen I_C) sterk toeneemt, zoals in de tekening is aangegeven. Men noemt dit effect 'emittercrowding' ofwel *afknijpen* (beperking van het emitteroppervlak).

2. De injectie van minderheidsdragers in de basis gaat gepaard met een concentratiegradiënt van deze deeltjes van collector naar emitter (fig. 4.2). Om overal de elektrische neutraliteit te bewaren moet er ook een overeenkomstige gradiënt van *meerderheidsdragers* bestaan (par. 1.4.4). In een goede transistor echter is er vrijwel geen *longitudinale* stroom van *meerderheidsdragers* tussen emitter en collector – dat namelijk is het specifieke kenmerk van een goede transistor en wat het basisgebied onderscheidt van een willekeurig stuk geleidend materiaal. Er moet dus iets zijn wat de neiging van de *meerderheidsdragers* tegengaat om van de emitter af, langs de concentratiegradiënt naar 'beneden' te diffunderen. Deze taak wordt vervuld door een longitudinaal elektrisch veld dat, omdat het de diffusiestroom van *meerderheidsdragers tegenwerkt*, de diffusiestroom van *minderheidsdragers* (die immers een tegengestelde lading hebben) moet *ondersteunen.* Om de concentratiegradiënt van de meerderheidsdragers goed te kunnen compenseren moet het veld evenredig met die gradiënt toenemen. Bij lage stroomniveaus is het veld dan ook volkomen verwaarloosbaar, maar als de concentratie van de minderheidsdragers vergelijkbaar wordt met die van de meerderheidsdragers moet het elektrische veld een aanzienlijke verandering van de stroom van minderheidsdragers teweeg brengen. Ook dit effect is niet-lineair, want de modificatie die het veld veroorzaakt wordt groter naarmate de stroomsterkte toeneemt.

De beide bovenstaande niet-lineaire verschijnselen hebben een aantal belangrijke consequenties. Het verschijnsel van emittercrowding verlaagt de gemiddelde afstand die de basisstroom in het basismateriaal doorloopt, doordat de stroominjectie uit de verst van het basiscontact gelegen emitterdelen terugloopt. De basisweerstand r_x krijgt daardoor een lagere waarde naarmate $|I_C|$ groter wordt.

Het is duidelijk dat de beide effecten, 1 en 2, de niet-lineaire verschijnselen bij hoge stroomsterkten nog zullen versterken. Effect 1 leidt ertoe dat de stroom bij de emitterrand wordt geconcentreerd, waardoor de geïnjecteerde stroom-*dichtheid* sterker toeneemt dan de totale geïnjecteerde stroom en effect 2 wordt geaccentueerd.

In een uitvoering met uniforme basisdoping wordt de stroom van geïnjecteerde minderheidsdragers versneld door het driftveld dat een bijverschijnsel is van de injectie. τ_F (de ladingopslag per eenheid stroomsterkte) neemt daardoor bij hoge stroomsterkten af. Dit heeft tot gevolg dat de frequentie f_T bij hoge stroomsterkten extra stijgt, zoals

ook bij de meetresultaten in fig. 4.6a te zien is.

In een transistor met geleidelijke basisdoping is de doopstoffenverdeling zo ingesteld dat het 'ingebouwde' elektrische veld (bij thermisch evenwicht) het transport van minderheidsdragers over de basis bij *lage* stroomsterkten ondersteunt. Bij hoge stroomniveaus echter wordt de 'ingebouwde' ladingverdeling eenvoudig geneutraliseerd door de overvloedige toevoer van beide soorten *beweeglijke* ladingdragers die door de injectie de basis binnenstromen, zodat het hulpeffect van het oorspronkelijke ingebouwde veld verdwijnt. In deze situatie is er dus *meer* minderheidslading nodig om een gegeven stroom te leveren, aangezien het transport dan alleen door diffusie geschiedt en de hulp van het driftveld wegvalt. Hierdoor neemt τ_F toe, terwijl f_T wordt *verlaagd* [zie (4.12)], dit effect is verantwoordelijk van het verloop van de krommen in fig. 4.6b en 4.7 bij hoge stroomsterkten.

Bij hoge stroomsterkten wijkt de steilheid g_m van het model af van de eenvoudige rechtevenredigheid met $|I_C|$ die we tot dusver steeds hebben aangehouden. Deze afwijking wordt mogelijk veroorzaakt door de invloed van het *longitudinale* elektrische veld dat bij sterke injectiestromen in de basis ontstaat. Dit veld gaat gepaard met een *longitudinale* potentiaalverdeling in het basismateriaal, die de spanning over de ruimteladingslaag van de emitter-basisjunctie kleiner maakt dan de aangelegde doorlaatvoorspanning U_{EB}, zelfs als er geen transversale effecten ten gevolge van de transversale component van de basisstroom zou optreden. Om dit longitudinale effect in rekening te brengen moet de waarde van g_m in het model kleiner gemaakt worden dan $e|I_C|/kT$. Zoals reeds in verband met fig. 4.3 is opgemerkt kunnen transversale afknijpeffecten een overeenkomstig gevolg hebben.

Het laatste verschijnsel dat we hier willen bespreken is de invloed van de voorspanning bij hoge en lage stroomsterkten op de laagfrequent stroomversterkingsfactor α_{eo} (fig. 4.13).

Bij *lage* stroomsterkten neemt deze parameter enigszins met de stroom toe, ten gevolge van niet-lineaire verschijnselen in de basis. In silicium transistors is de reden van deze toeneming gelegen in het feit dat de recombinatie van extra meerderheids- en minderheidsdragers steeds meer terugloopt wanneer de totale dragersconcentraties verder van hun evenwichtswaarden afwijken. Dit komt doordat, zoals reeds is opgemerkt, in silicium de recombinatie in het basismateriaal voornamelijk plaats vindt aan fouten of verontreinigingen in de verschillende gebieden, op het oppervlak en binnen de ruimteladingslagen. Wanneer nu een voorspanning wordt aangelegd veroorzaakt de injectie een overmaat van ladingdragers die de imperfecties gemiddeld steeds meer 'opvullen', zodat ze steeds minder nieuwe geïnjecteerde dragers voor recombinatie kunnen vasthouden. De gemiddelde effectieve levensduur van de extra minderheidsdragers in de basis neemt zodoende toe met de voorspanning, ten gevolge waarvan α_{eo} overeenkomstig groter wordt.

In germanium transistors komt de toeneming van α_{eo} met de stroom bij lage stroomsterkten voor rekening van een geheel ander verschijnsel. Bij zeer lage stroomsterkten

is de differentiële impedantie van de eigenlijke emitterjunctie zeer groot. Onder die omstandigheden is het kortsluitingseffect van oppervlakte-'lek'-stromen over de junctie belangrijk, want het maakt een aanzienlijk deel van de totale emitterstroom uit (die immers zeer klein is). Dit deel draagt niet bij tot de injectie van minderheidsdragers in de basis, zodat de collectorstroom er niet door verandert. Het resultaat is dat het effect de basisstroom doet toenemen in plaats van de collectorstroom, hetgeen een ongunstige invloed heeft op α_{eo}.

De stroomversterking α_{eo} krijgt een vrij constante waarde wanneer de bovenstaande verschijnselen bij lage stroomsterkten geen rol van betekenis meer spelen; dit gebied strekt zich in de regel over een vrij groot I_C-bereik uit (fig. 4.13). Bij hoge stroomsterkten echter gaat α_{eo} teruglopen als de stroom toeneemt. De voornaamste reden hiervan (in feite zijn er meerdere effecten die hiertoe bijdragen) is een direct gevolg van de toeneming van *meerderheidsdragers* in de basis bij hoge stroomsterkten. In het geval van een pnp-transistor bijvoorbeeld is de concentratie van de elektronen in de basis *normaliter* veel kleiner dan de gatenconcentratie in de emitter – opdat een zo groot mogelijk deel van de emitterstroom zal bestaan uit gaten die in de basis worden geïnjecteerd (in plaats van elektronen die in omgekeerde richting van de basis in de emitter worden geïnjecteerd). Bij hoge stroomsterkten echter leidt de gestegen concentratie van meerderheidselektronen in de basis tot een versterking van de 'teruginjectie' *van* de basis *naar* de emitter, waardoor de verhouding tussen de differentiële stroom die in de basis wordt ge-

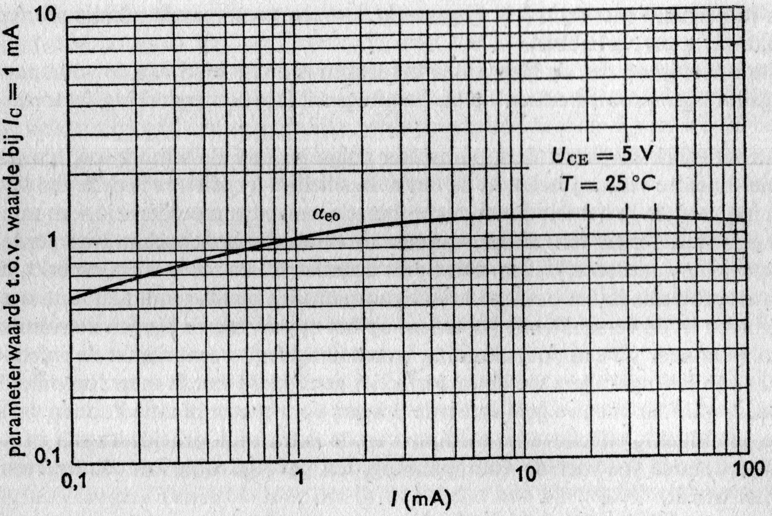


Fig. 4.13. Invloed van de collectorstroom op α_{eo} bij lage frequenties, in het geval van een gediffundeerde silicium npn-transistor.

injecteerd en de totale differentiële emitterstroom wordt gereduceerd. Ook dit effect leidt tot een toeneming van de basisstroom in plaats van de collectorstroom, zodat α_{eo} bij stijgende I_C gaat dalen, althans bij voldoende hoge stroomsterkten, zoals in fig. 4.13 te zien is.

4.6. DE INVLOED VAN HOGE SPANNINGEN

Wordt de tegenvoorspanning over de collector-basisjunctie voldoende opgevoerd, dan gaat een aanzienlijke *lawinevermenigvuldiging* van de collectorstroomdragers plaats vinden bij hun weg door de ruimteladingslaag. Het gaat hier om een botsingseffect waarbij een gat of elektron dat door het elektrische veld van de ruimteladingslaag wordt versneld, in mechanische wisselwerking treedt met het halfgeleiderkristalrooster, waardoor een gebonden elektron kan worden vrijgemaakt. Een dergelijke interactie resulteert in de vorming van een gat plus een geleidingselektron (men spreekt van *paarvorming*), waarbij de opvallende ladingdrager behouden blijft. De gaten en elektronen ondergaan vervolgens de invloed van het driftveld in de ruimteladingslaag (in tegengestelde zin), waardoor tenslotte het ene type bij de collectorstroom opgeteld en het andere van de normale basisstroom afgetrokken wordt. De omvang van het effect hangt af van het elektrische veld in de ruimteladingslaag: hoe groter de veldsterkte (dat wil zeggen hoe groter de tegenvoorspanning over de collectorjunctie), hoe groter de kinetische energie is die de ladingdragers tussen de botsingen kunnen opdoen en hoe groter het aantal botsingen zal zijn dat gat-elektronparen vrijmaakt.

Het gelijkstroomeffect van deze vermenigvuldiging (die *geen* groot deel van de *collector*-stroom uitmaakt) zal niettemin de richting van de (kleine) basisstroom voor een gegeven waarde van de collectorstroom uiteindelijk *omkeren*. Het differentiële effect van de vermenigvuldiging is een verhoging van de $\triangle i_C / \triangle i_B$-verhouding (dat wil zeggen een verhoging van α_{eo}). Het is zelfs mogelijk dat bij een gegeven waarde van de collectorspanning de teruggang van de differentiële basisstroom ten gevolge van het lawine-effect precies wordt gecompenseerd door de normale toeneming die gepaard gaat met de recombinatie in de basis (en die terug wordt geïnjecteerd in de emitter). Bij deze collectorspanning gaat α_{eo} dan ook naar oneindig, men noemt dit de 'houdspanning'.

In fig. 4.14 zijn enkele typische collectorkarakteristieken (I_C versus U_{CE}) uitgezet, waarin zowel de omkering van de basisstroom als de 'houdspanning' goed naar voren komen. De toeneming van de stroomafstanden tussen de karakteristieken boven een bepaalde collectorspanning maar beneden de 'houdspanning' duidt op de hierboven beschreven stijging van α_{eo}.

Verder blijkt uit fig. 4.14 de helling van de karakteristieken *beneden* de houdspanning sterk op te lopen. Deze toeneming is het gevolg van de snelle stijging van de lawinevermenigvuldigingsfactor met de spanning, maar de *basisstroom blijft over elke willekeurige curve van de schaar steeds constant*. Om dus te voorkomen dat de basisstroom ten

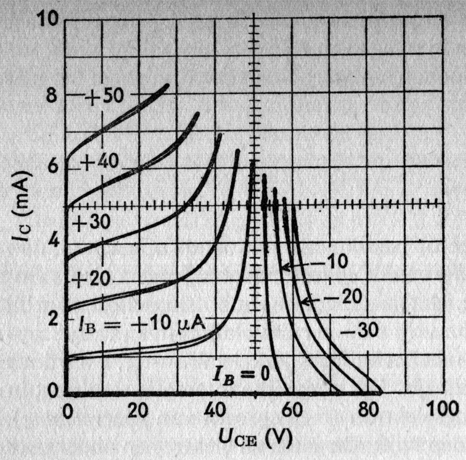


Fig. 4.14. Collectorkarakteristieken van een silicium npn-transistor met geleidelijke basisdoping.

gevolge van het lawine-effect met de spanning oploopt, moet de recombinatiestroom in de basis in dezelfde mate naar tegengestelde zin stijgen. Hiervoor is een sterk toegenomen geïnjecteerde stroom bij de emitter nodig, die een overeenkomstig grote toeneming van de collectorstroom met zich meebrengt. De *afneming* van I_C met U_{CE} *voorbij* de 'houdspanning' in fig. 4.14 wordt door een analoge argumentatie verklaard. De basisstroom is in dat deel namelijk al omgekeerd, hij wordt overheerst door de lawinecomponent. Het is ook mogelijk om de transistor in dit lawinegebied voorbij de 'houdspanning' te gebruiken, mits de energiedissipatie binnen de nominale grenzen wordt gehouden. Men doet dit wel voor speciale snelle schakeldoeleinden.

Uit de definitie van de steilheid g_m als dI_C/dU_{BE} bij een vaste U_{CE} blijkt meteen dat deze parameter vermenigvuldigd moet worden met dezelfde factor als de stroom die in de uitputtingslaag van de collector wordt geïnjecteerd. Deze factor is niet veel groter dan 1, zoals reeds is gebleken. De weerstand r_π in het model moet dus sterk toenemen met de spanning over de collectorjunctie, en wel op dezelfde wijze als α_{eo}, om de belangrijke invloed van de lawinedoorbraak op de *basisstroom* te kunnen voorstellen. De betekenis van deze toeneming van r_π is dat de toevoer van elektronen aan een n-basis (om daar de elektronen aan te vullen die met geïnjecteerde gaten recombineren) ten dele afkomstig is uit de uitputtingslaag van de collectorjunctie ten gevolge van de lawinevermenigvuldiging van ladingdragers, waardoor de elektronenstroom die de basis via de aansluiting binnenkomt, terugloopt. Het is zelfs zo dat r_π voorbij de 'houdspanning' negatief wordt.

Als we nu teruggaan naar de verschijnselen die verband hielden met de basisdiktemodulatie, par. 4.3.2, kunnen we een overeenkomst opmerken tussen het gedrag van de

parameters g_o bij het benaderen van de doordringsituatie, en het gedrag ervan als de lawinevermenigvuldiging belangrijke proporties gaat aannemen; bij opvoering van de tegenspanning over de collectorjunctie kan g_o ten gevolge van beide effecten snel oplopen. Het is zonder meer niet vast te stellen welk van beide effecten bij grote tegenvoorspanningen over de collectorjunctie gaat overheersen, dat hangt namelijk af van het ontwerp van de gegeven transistor.

4.7. SAMENVATTING

In dit hoofdstuk zijn diverse fysische aspecten ter sprake gekomen, en het ligt voor de hand dat als meer dan één van de fundamentele werkomstandigheden (stroom, spanning, temperatuur) tegelijk veranderen, de verandering van een gegeven modelparameter als gevolg hiervan zeker niet altijd op het eerste gezicht duidelijk is. Om het onthouden van de diverse effecten gemakkelijker te maken zijn de conclusies van de voorgaande paragrafen in tabelvorm samengevat (tabel 4.1).

Tabel 4.1. Samenvatting van de invloed van de werkomstandigheden op de modelparameters. De gegevens hebben betrekking op beperkte injectie en spanningen die zo laag zijn dat geen lawinevermenigvuldiging kan plaats vinden (behalve de gegevens die tussen haakjes zijn geschreven).

Modelparameter	I_C	U_C	T
g_m	$\propto \mid I_C \mid$ (Neemt minder snel toe bij grotere stroomsterkten.)	(Geringe toeneming)	$\propto 1/T$
$\alpha_{eo} = r_\pi g_m$	Constant bij matige stroomsterkten. Daalt bij lage stroomsterkten. (Daalt bij hoge stroomsterkten.)	Neemt gestadig toe. (Neemt bij hogere spanningen sneller toe: Wordt oneindig bij de 'houdspanning'.)	Neemt gestadig toe.
$r_\pi = \alpha_{eo}/g_m$	Bijna $\propto 1/\mid I_C \mid$ als α_{eo} weinig variatie vertoont.	Neemt gestadig toe. (Wordt oneindig bij houdspanning)	Neemt sneller toe dan $\propto T$.

Modelparameter	I_C	U_C	T
r_μ	$\propto 1/\|I_C\|$ (Daalt sneller bij grotere stroomsterkten.)	Neemt toe bij lage spanningen. [Daalt bij hogere spanningen (voornaamste effect) door begin van lawinevermenigvuldiging.]	Ongeveer hetzelfde als α_{eo}.
r_o	$\propto 1/\|I_C\|$	Neemt toe bij lage spanningen; bij hogere spanningen (voornaamste effect) daalt de waarde tgv. de verlaging van de basisdikte (en het begin van de lawinevermenigvuldiging.)	Ongevoelig
r_x	Constant (daalt bij hogere stroomsterkten).	Neemt gestadig toe.	$\propto T^{m+2}$; voor Si en Ge $-0,3 \leqq m \leqq +0,7$.
C_b	$\propto \|I_C\|$ (Bij hogere stroomsterkten: uniforme basis, minder snelle toeneming; geleidelijke basisdoping, snellere toeneming.)	Neemt gestadig af.	$\propto 1/D_b T$ $\propto T^m$; waarbij $+0,3 < m < +0,7$ voor alle Si en voor Ge pnp en $m \approx -0,3$ voor Ge npn.
C_{je}	Geringen toename.	Ongevoelig	Ongevoelig
C_{jc}	Ongevoelig	$\propto \|U_{CB}\|^{-n}$ ong. $n = \frac{1}{2}$ à 1/3.	Ongevoelig
C_d	$\propto \|I_C\|$	Neemt af.	$\propto T^{m+1}$ (zie C_b).
$f_T = \dfrac{g_m}{2\pi(C_\pi + C_\mu)}$	Neemt toe (gestadig voor uniforme basis; bereikt top en daalt dan bij hoge stroomsterkten voor geleidelijke basisdoping).	Neemt enigszins toe tgv teruggang van de basisdikte.	1. Neemt af volgens T^{-1} als C_{je} en C_μ vergelijkbaar zijn met C_b, zoals bij versies met geleidelijke basisdoping (behalve bij grote stroomsterkten). 2. Ongeveer $\propto D_b$ als $(C_{je} + C_\mu) \ll C_b$.

Belangrijk: alle gegevens hebben betrekking op de invloed van een toeneming van I_C, U_C of T.

5. VOORSPANNINGSSCHAKELINGEN VAN TRANSISTORS – ANALYSE EN ONTWERP

5.1. INLEIDING

Voorspanningsschakelingen moeten met overleg worden ontworpen, om twee gebreken van de transistor te compenseren. In de eerste plaats zijn transistors gevoelig vòor temperatuurschommelingen (zie bijv. par. 2.5). In de tweede plaats doen zich aanzienlijke verschillen voor in α_{eF}, α_{eR} en de verzadigingsstromen bij transistors met eenzelfde typenummer, waarvan het althans de bedoeling is dat ze identiek zijn. We moeten de voorspanningsschakelingen zo ontwerpen dat deze ongewenste eigenschappen van de transistor geen verkeerde werking of zelfs het uitvallen van het circuit veroorzaken.

In dit hoofdstuk zullen we allereerst aantonen dat deze gebreken voor veel transistortoepassingen kunnen worden ontweken door het werkpunt in het $I_C U_{CE}$-vlak op een redelijk constante waarde te houden. Vervolgens zullen we een schakelingsconfiguratie en een methode ontwikkelen om de elementwaarden te bepalen voor een eentrapsversterker die het werkpunt binnen een voorgeschreven temperatuurbereik op een redelijk constante waarde houdt.

5.2. DE KEUZE VAN HET WERKPUNT

5.2.1. *Het 'veilige' werkgebied*

De uitgangskarakteristieken van een transistor gaan meestal door een vrij goed omlijnd gebied waarbinnen het werkpunt meestal bij voorkeur ingesteld kan worden. Dit gebied, dat we het 'veilige' werkgebied zullen noemen, wordt bepaald door de spannings-, stroom- en vermogensbeperkingen van de transistor, alsmede de voornaamste niet-lineariteiten in de transistorkarakteristieken die het gevolg zijn van het exponentiële karakter van de emitter- en collectordiodes. In fig. 5.1 is het veilige werkgebied van een typische schaar van gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken gerasterd weergegeven. Een groot deel van de grens van dit gebied wordt gevormd door de maximale-dissipatiecurve, die de grens tussen veilige en onveilige werking markeert voorzover het de gemiddelde energiedissipatie van de collector betreft. De vergelijking van deze curve is $U_{CE} I_C = P_C$, hetgeen in het $I_C U_{CE}$-vlak een hyperbolisch verloop levert. Er is aan de maximale energiedissipatie binnen de transistor een grens gesteld, om te voorkomen dat overmatig hoge junctietemperaturen zouden optreden, die de transistor tijdelijk of zelfs voorgoed onbruikbaar zouden kunnen maken. Let er op dat het hier om een *gemiddelde* dissipatie gaat. Door een weloverwogen ontwerp is het

soms mogelijk om het *piek*-vermogen groter te maken dan deze gemiddelde nominale waarde, zolang de interne piektemperaturen maar niet overmatig stijgen. Hiervoor is echter een speciale berekening van de toegestane dissipaties vereist, althans wanneer de fabrikant de benodigde gegevens niet verstrekt. We zullen op deze aspecten hier niet nader ingaan.

De maximale toegestane spanning wordt in de figuur voorgesteld door een verticale lijn; meestal houdt men hiervoor een maximale waarde aan om de werking van de transistor beneden de 'houdspanning' te houden, de spanning waarbij de collectorstroom groot wordt ongeacht de waarde van de aangelegde basisstroom (zie hfdst. 4, par. 4.6). De maximale I_C daarentegen is dikwijls geen absolute limiet in die zin dat de transistor 'doorbrandt', maar slechts een praktische manier voor de fabrikant om het gebied te beperken waarbinnen de transistor aan de overige specificaties moet voldoen.

De overblijvende grenslijn van het veilige werkgebied wordt bepaald door de eis dat de voorspanning zodanig moet zijn dat de transistor zich in het actieve gebied bevindt. Voor bijvoorbeeld de germanium pnp-transistorkarakteristieken die in de figuur weergegeven zijn, moet de collectorspanning altijd negatiever zijn dan $-0{,}5$ V om de transistor uit het verzadigingsgebied te houden. Verder moet de collectorstroom voldoende negatief zijn om de transistor uit het afsnijgebied te houden of, met andere woorden, te garanderen dat er een doorlaatvoorspanning over de emitterdiode blijft bestaan.

In het geval van de transistor in fig. 5.1 is de maximale toelaatbare ingangsspanning $U_{BE} = +25$ V (dit is de tegenspanning op de emitterdiode). Het is duidelijk dat de nominale waarde van de ingangsspanning de keuze van het werkgebied van een lineaire versterker op zichzelf niet beperkt. Voor andere toepassingen echter, in het bijzonder impulsschakelingen, kunnen de nominale ingangswaarden dikwijls een rol van betekenis spelen.

5.2.2. *Plaats en instelling van het werkpunt*

In fig. 5.1 is het veilige werkgebied gedefinieerd van een getransistoriseerde lineaire versterker. Het werkpunt moet ergens binnen het gerasterde vlak liggen. Dit werpt de volgende vragen op: Waar precies binnen het gerasterde vlak moeten we het werkpunt situeren? En hoe nauwkeurig moeten we het aanhouden? Er zijn drie factoren die in dit verband een belangrijke rol spelen. In de eerste plaats moeten we de voorspanning zo kiezen en in de hand hebben, dat de werking steeds lineair blijft, dat wil zeggen: we moeten voorkomen dat de versterker bij enige toegestane temperatuur gaat vervormen ten gevolge van verzadiging van de collectordiode of tegenvoorspanning op de emitterdiode bij de maxima en minima van de spanningszwaaien. In de tweede plaats moeten we de voorspanning zodanig instellen dat de transistordissipatie altijd beneden de maximale toegestane waarde blijft. Een derde overweging volgt uit hfdst.4, waarin we er op hebben gewezen dat de parameters in het hybride-π-model voor kleine stromen functies zijn van spanning, stroom en temperatuur. Het kan voorkomen dat we

het voorspanningspunt zodanig willen stabiliseren dat enkele van deze parameters redelijk constant blijven. We zullen nu deze drie punten van overweging stuk voor stuk bezien, in het licht van de eerder vermelde twee transistorfouten: het verloop van de transistorkarakteristieken met de temperatuur, en het feit dat enkele transistorkarakteristieken en parameters van exemplaar tot exemplaar van één typenummer ver uiteen kunnen lopen.

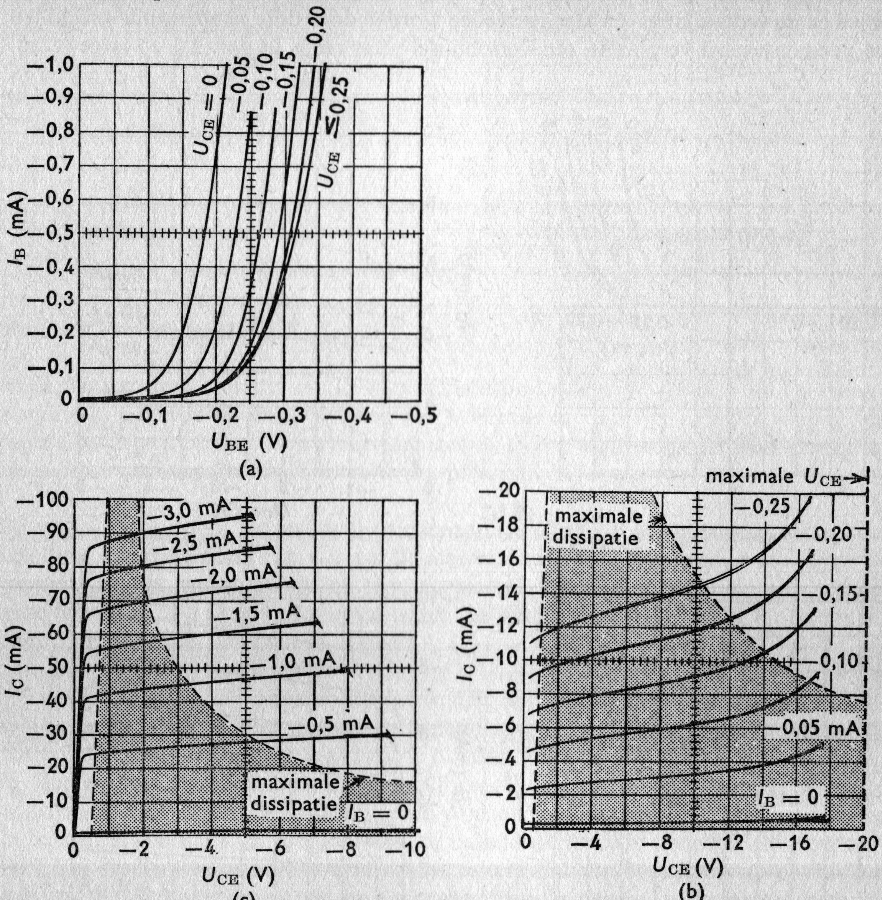
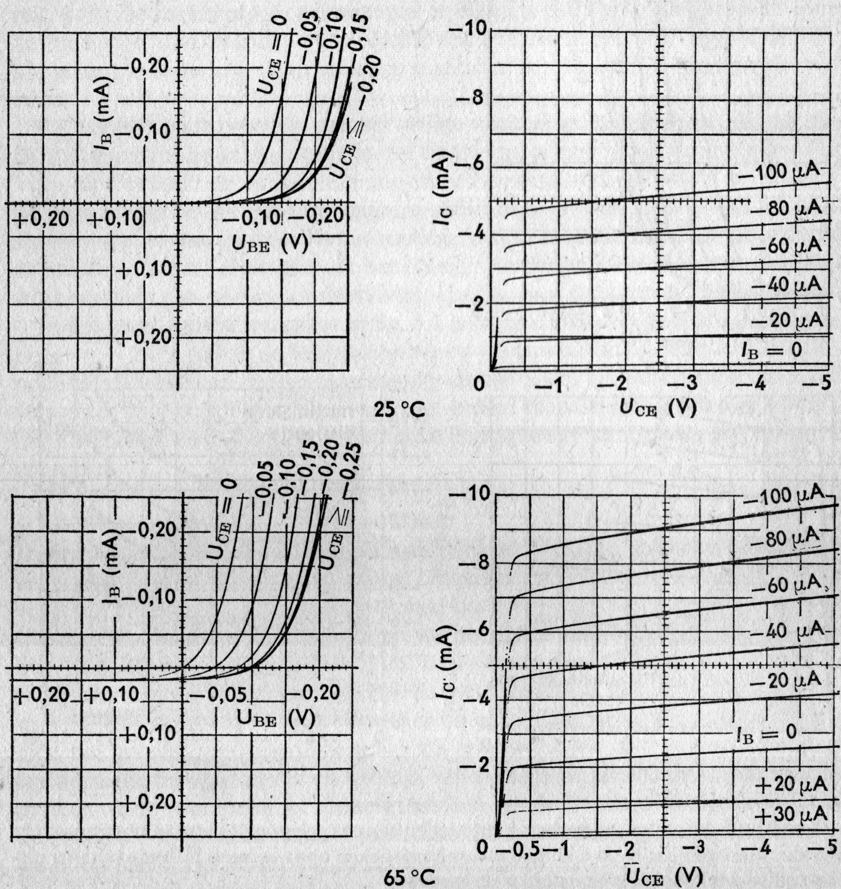


Fig. 5.1. Gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken van een gelegeerde germanium transistor: a. ingangskarakteristieken; b. en c. uitgangskarakteristieken op twee verschillende schalen uitgezet. Het veilige werkgebied is gerasterd weergegeven.

a. *Behoud van de lineaire werking.* Om te zien wat er vereist is om de lineaire werking van de transistor ondanks veranderingen in de omgevingstemperatuur te handhaven, moeten we uitgaan van het verloop van de transistorkarakteristieken als functie van de temperatuur, fig. 5.2. Bij de germanium transistor, fig. 5.2a, bestaat het voornaamste temperatuureffect op de uitgangskarakteristieken uit een verschuiving naar boven ten gevolge van de grote toeneming van I_{CBO}. De grenzen echter tussen het actieve gebied en de verzadigings- en afsnijgebieden worden door deze temperatuurverschillen niet noemenswaard verplaatst, een verschijnsel waar reeds in par. 2.5 op is gewezen.



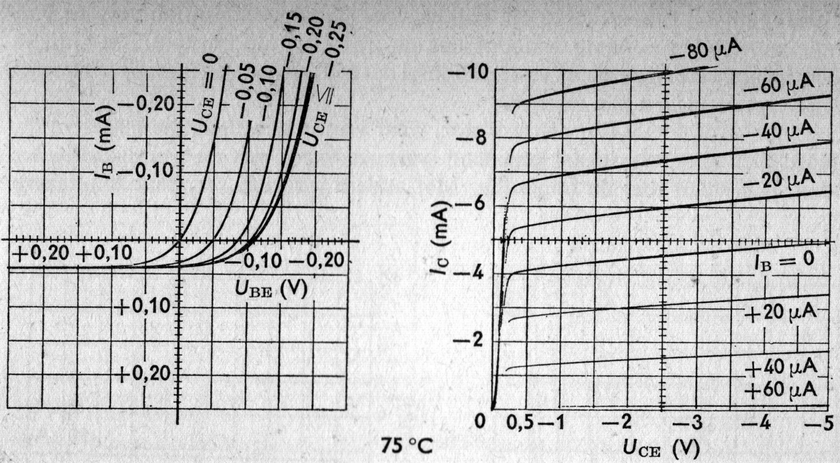


Fig. 5.2a. Gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken van een gelegeerde germanium pnp-transistor, gemeten bij 25 °C, 65 °C en 75 °C.

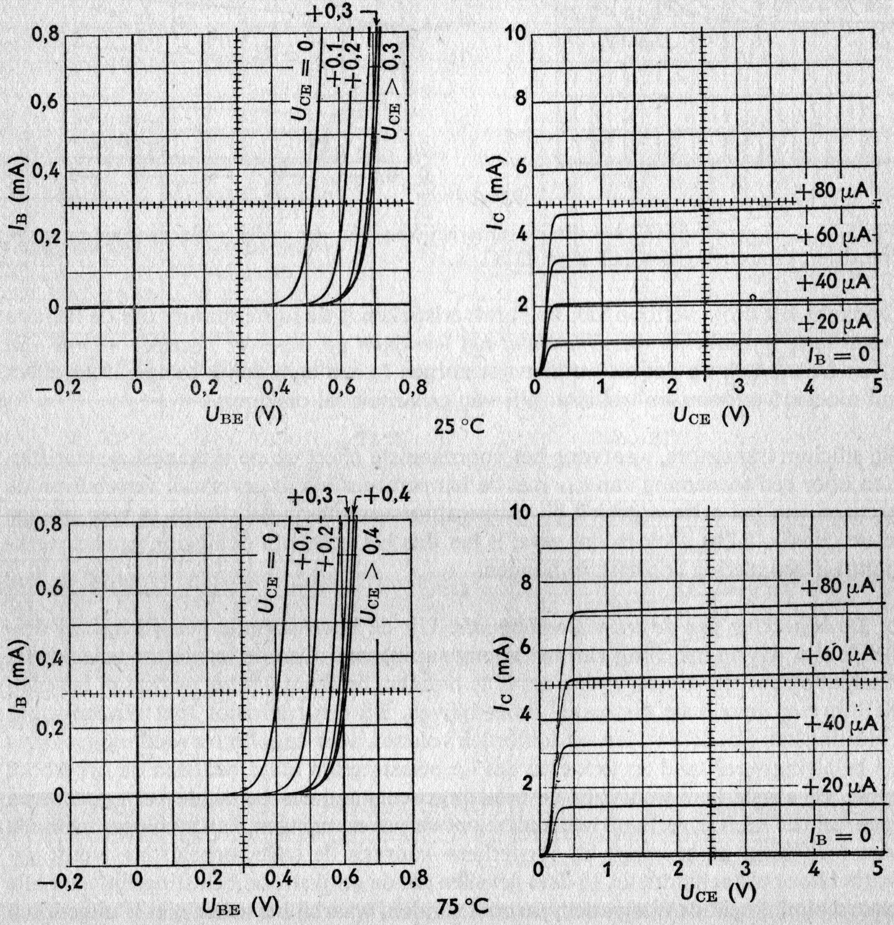
Ondanks het grote verloop van de karakteristieken is de juiste manier om de lineaire werking te garanderen dus: *handhaaf het werkpunt op ongeveer dezelfde waarde van* I_C *en* U_{CE}. Merk op dat als we hiervoor zorgen I_B een aanzienlijk temperatuurseffect zal moeten vertonen, en wellicht zelfs van polariteit zal omkeren.

Bij silicium transistors, waarvoor het voornaamste effect op de uitgangskarakteristieken door een toeneming van α_{eF} met de temperatuur wordt gevormd, verschuiven de grenzen van het actieve gebied bij temperatuursveranderingen slechts in zeer geringe mate (zie fig. 5.2b). Ook in dat geval is het dus het beste om de ligging van het werkpunt bij benadering constant te houden.

b. *De beperking van de transistordissipatie.* Uit de bovenstaande bespreking zal duidelijk zijn dat de instelling van het voorspanningspunt van de transistor teneinde de dissipatie beneden de nominale waarde te houden, betekent dat het werkpunt beneden de 'lijn van maximale dissipatie' moet blijven. Bij een transistor met een resistieve belasting kan aan deze voorwaarde worden voldaan door de collectorvoedingsspanning en belastingsweerstand zo te kiezen dat de belastingslijn altijd beneden de hyperbool blijft. Bij versterkers waarvoor de belastingsweerstand een bepaalde voorgeschreven lage waarde heeft in verband met andere ontwerpoverwegingen, kan men deze methode niet toepassen, en evenmin bij versterkers waarvan de collectorbelasting wordt gevormd door een zelfinductie. In deze gevallen zal de gelijkstroombelastingslijn naar alle waarschijnlijkheid de dissipatiehyperbool snijden, waarbij het zeker niet is uitgesloten

dat het werkpunt bij een verkeerd ontworpen voorspanningscircuit ten gevolge van temperatuursinvloeden zodanig verloopt dat de transistor doorbrandt. De situatie wordt daarbij nog verergerd door een verschijnsel dat men *thermische instabiliteit* noemt en dat als volgt verklaard kan worden.

De collector-basisjunctie van de transistor, waar vrijwel alle dissipatie plaats vindt, is uiteraard niet door een ideaal geleidend warmtecontact met de transistorhouder verbonden, laat staan met de omgeving. Met andere woorden, er staat een zekere



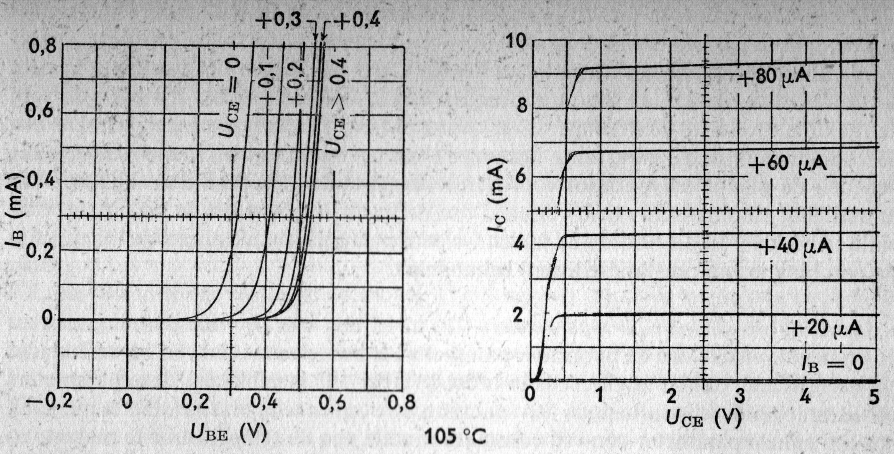


Fig. 5.2b. Gemeenschappelijke-emitterkarakteristieken van een silicium npn-transistor, gemeten bij 25 °C, 75 °C en 105 °C.

'thermische weerstand' tussen de junctie en de houder en tussen de houder en de omgeving. De energiedissipatie binnen de transistor zal de junctie zodoende verwarmen tot een temperatuur die aanzienlijk boven de omgevingstemperatuur ligt. De interne temperatuurstijging veroorzaakt een verloop van de transistorkarakteristieken, op de wijze van fig. 5.2. Onder ongunstige omstandigheden kan dit verloop van de transistorkarakteristieken een nog verdere stijging van de inwendige temperatuur veroorzaken. Het is nu deze kringloop die een snelle toeneming van de transistortemperatuur veroorzaakt en deze meestal voorgoed onbruikbaar maakt, die thermische instabiliteit wordt genoemd. Het ligt voor de hand dat men de energiedissipatie beneden een bepaalde grens kan houden, waardoor het thermisch verlopen wordt voorkomen, door de voorspanningsschakeling zo te ontwerpen dat *het werkpunt altijd op ongeveer dezelfde plaats in het* $I_C U_{CE}$*-vlak ingesteld blijft.*

De hele situatie wordt nog gecompliceerd door het feit dat de toelaatbare transistordissipatie met stijgende temperatuur afneemt. De nominale dissipatie is gebaseerd op de noodzaak om de junctie beneden die temperatuur te houden waarbij de betrouwbaarheid en het gedrag van de transistor nadelig worden beïnvloed door een hoge I_{CBO} of blijvende veranderingen in de junctie-eigenschappen, of het uitvallen van gesoldeerde verbindingen. Voor germanium ligt deze temperatuur bij 85 à 105 °C, voor silicium bij 150 à 250 °C (in de regel omstreeks 200 °C). Vanwege de constante warmteweerstand tussen de collectorjunctie en de transistorhouder neemt de toelaatbare dissipatie lineair naar nul af wanneer de omgevingstemperatuur de bovenstaande kritische waarden benadert.

Er zijn twee manieren om dit probleem, het verloop van de toelaatbare energiedissipatie, aan te pakken. We kunnen het ontwerp afstemmen op de ongunstigst combinatie van omstandigheden ('worst-case design'), dat wil zeggen het werkpunt vast in het $I_C U_{CE}$-vlak houden op een punt beneden de kleinste toelaatbare dissipatie die met de maximale vereiste werktemperatuur overeenkomt. De andere mogelijkheid is om de voorspanningsschakeling zo te ontwerpen dat het werkpunt bij kamertemperatuur beneden de dissipatiehyperbool voor kamertemperatuur ligt, terwijl I_C bij temperatuurstijging automatisch wordt verlaagd om de transistor beneden de nominale dissipatie te houden. In dit hoofdstuk zullen we eenvoudigheidshalve alleen de 'ongunstigste combinatie van omstandigheden' behandelen.

c. *Instelling van de hybride-π-parameters.* De inrichting van de voorspanningsschakeling teneinde enkele van de hybride-π-parameters te beheersen is een veel ingewikkelder aangelegenheid, omdat zoals reeds in hfdst.4 (tabel 4.1) is gebleken, deze parameters op uiteenlopende wijze afhangen van spanning, stroom en temperatuur. Het is mogelijk om een enkele parameter een vrij constante functie van de temperatuur te maken; zo kan r_π in een silicium transistor vrij goed gelijk worden gehouden door I_B te stabiliseren. Tegelijkertijd echter zullen enkele van de andere parameters een vrij aanzienlijke fluctuatie vertonen. Behalve in het geval van sommige toepassingen, zullen we er dan ook goed aan doen *om I_C en U_{CE} bij temperatuurveranderingen bij benadering constant te houden.* Op deze wijze ontwijken we althans de problemen die verbonden zijn met het verloop van de hybride-π-parameters met de stroom en de spanning, zij het niet de beïnvloeding ervan door de temperatuur.

Het resultaat van de drie overwegingen tezamen, de lineaire werking, de maximale energiedissipatie en de modelparameters, is dat het dikwijls het beste zal zijn om het werkpunt in het $I_C U_{CE}$-vlak zo goed mogelijk op dezelfde plaats te houden. Het ligt voor de hand dat deze slotsom, hoewel afgeleid op grond van een beschouwing van het parameterverloop met de temperatuur, eveneens geldt bij parameterverloop om welke andere reden dan ook. In het geval bijvoorbeeld dat één transistor van meerdere exemplaren met eenzelfde typenummer maar uiteenlopende α_{eF}-waarden in een schakeling gebruikt moet worden, kunnen we eveneens een juiste werking garanderen door te proberen om I_C en U_{CE} ongeveer constant te houden.

5.2.3. *De keuze van de klemvariabelen om het werkpunt in te stellen*

De volgende vraag is nu: Welke van de zes klemvariabelen van de transistor willen we gebruiken om de ligging van het werkpunt op de uitgangskarakteristieken betrekkelijk constant te houden? De in fig. 5.2 afgebeelde volledige ingangs- en uitgangskarakteristieken zijn grafische voorstellingen van de beide niet-lineaire vergelijkingen die het elektrische gedrag van de transistor weergeven. In functievorm zijn deze betrekkingen:

$$I_B = f_1(U_{BE}, U_{CE})$$
$$I_C = f_2(U_{CE}, I_B) \qquad (5.1a)$$

Merk op dat dit niet-lineaire, temperatuurafhankelijke vergelijkingen zijn in termen van de *totale* stroomvariabelen en de *totale* spanningsvariabelen. Als we de waarde van één willekeurig tweetal klemvariabelen voorschrijven, kunnen we met behulp van (5.1a) en (b) en de Wetten van Kirchhoff de waarde van alle resterende klemvariabelen uitrekenen. Het aanleggen van een voorspanning komt dan ook in wezen neer op het opleggen van lineaire beperkingen aan twee van de zes klemvariabelen van de transistor.

Laten we in eerste instantie de mogelijkheid nagaan om twee *vaste*, onafhankelijke bronnen als de lineaire beperkingen te gebruiken. Hoewel dit op zichzelf niet uit (5.1) blijkt, wordt de keuze van de variabelen die we op deze wijze kunnen vastleggen of beheersen beperkt door bepaalde topologische factoren. Zo is het bijvoorbeeld onmogelijk om met vaste bronnen zowel de stroom bij een gegeven aansluiting als de spanning tussen die aansluiting en een van de beide andere te beheersen. Fig. 5.3 geeft een voorbeeld hiervan: in deel (a) hebben we U_{CE} beperkt, maar de spanningsbron levert een alternatieve route waarlangs I kan vloeien, zodat we er niet in geslaagd zijn om I_C te beperken. In deel (b) daarentegen hebben we I_C beperkt, maar niet U_{CE}. Een overeenkomstige argumentatie geldt voor de andere aansluitingen.

Bij enig nadenken blijkt dat de toevoeging van weerstand en aan de vaste bronnen de situatie alleen maar slechter maakt. De enige bruikbare manier om bijvoorbeeld U_{CE} en I_C te beheersen, is om een vaste bron toe te passen en een *afhankelijke* bron die door een terugkoppeling wordt gestuurd. Dit soort voorspanningsschakelingen blijft hier echter buiten beschouwing omdat ze het best geanalyseerd kunnen worden vanuit het oogpunt van terugkoppeling in meertrapsversterkers.

Naast deze topologische beperkingen weten we uit de Wetten van Kirchhoff dat als

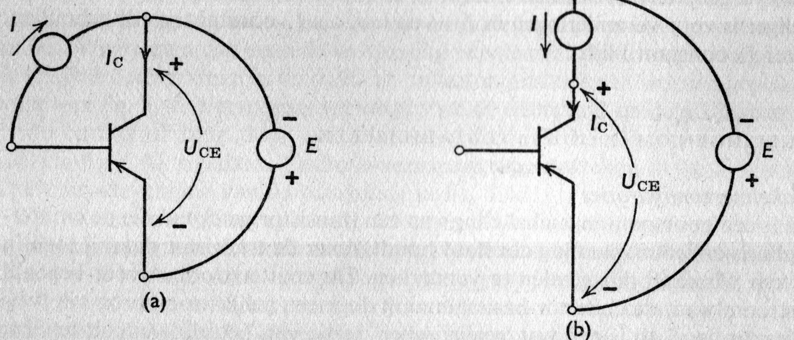


Fig. 5.3. Twee mislukte pogingen om I_C en U_{CE} direct te beheersen.

we een willekeurig tweetal klemstromen een vaste waarde geven daarmee meteen alle drie de stromen bepaald zijn; precies zo geldt dat als we een willekeurig tweetal klemspanningen vastleggen daarmee in feite alle drie de spanningen bepaald zijn. Als we de topologische beperkingen en de Wetten van Kirchhoff verdisconteren blijkt dat er slechts vijf mogelijke combinaties van twee variabelen over blijven, te weten:

1. U_{CE} en I_B;
2. Twee willekeurige stromen (dat wil zeggen: alle drie de stromen);
3. U_{BE} en I_C;
4. Twee willekeurige spanningen (dat wil zeggen: alle drie de spanningen);
5. U_{CB} en I_E.

De volgende opgave is nu te beslissen welk van deze paren klemvariabelen we moeten gebruiken om de ligging van het werkpunt in het uitgangsvlak in te stellen. Hiervan vallen de twee paren die I_B bevatten al meteen weg, aangezien het vanwege het verloop van I_B met de temperatuur (fig. 5.2) en het verschil in α_{eF} van transistor tot transistor duidelijk is dat elke voorspanningsschakeling die gebaseerd is op het redelijk constant houden van I_B, geen constant werkpunt in het uitgangsvlak levert. Zo zal ook elke voorspanningsschakeling onbevredigend zijn, die gebaseerd is op het constant houden van U_{BE}, en wel vanwege de in par. 2.4 behandelde temperatuursafhankelijkheid van de ingangskarakteristieken. Door deze eliminatie blijft als enige mogelijkheid om U_{CE} en I_C te bepalen, we U_{CB} en I_E moeten beheersen. Dit blijkt inderdaad een redelijke keuze te zijn, want voor α_{eF} groter dan 10 blijft I_E binnen 10% van I_C. Verder blijft U_{CB} binnen 10% van U_{CE} (als U_{CE} groter is dan 2 à 3 V voor germanium en 7 à 8 V voor silicium).

Men kan tot dezelfde conclusie omtrent de keuze van de te gebruiken klemvariabelen komen door elk paar klembeperkingen uit te zetten op de transistorkarakteristieken van fig. 5.2, en dan de verschuiving van het werkpunt na te gaan voor de drie in de figuur gegeven temperaturen. We kunnen ook het voor en tegen van het vastleggen van I_E en I_B vergelijken aan de hand van (2.10) en (2.13). Hieruit blijkt dat I_C namelijk veel gevoeliger is voor veranderingen in I_{CBO} en α_{bF}, als I_B constant wordt gehouden, dan wanneer I_E constant blijft.

5.3. SCHAKELINGEN OM I_E EN U_{CB} TE STABILISEREN

5.3.1. *Schakelingsconfiguraties*

In fig. 5.4a is een voorspanningsschakeling van een transistor getekend die de emitterstroom en basis-collectorspanning constant houdt, maar de transistor daarbij toch in staat stelt om wisselstroomsignalen te versterken. De emitterstroom wordt bepaald door een stroombron, de collector-basisspanning door een gelijkstroombron via twee zelfinducties. In fig. 5.4b is een wat ‘realistischer’ versie van hetzelfde circuit te zien, waarin de zelfinducties zijn vervangen door weerstanden en de stroombron door een

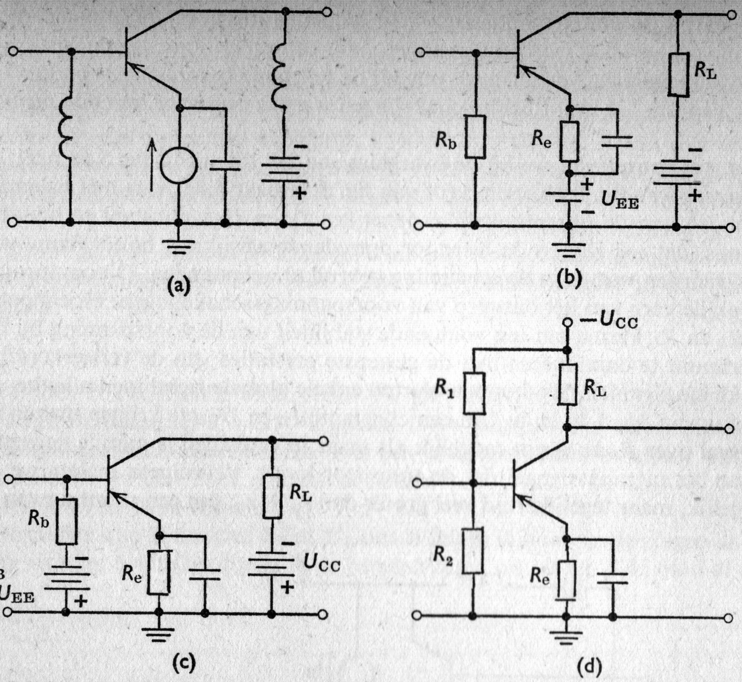


Fig. 5.4. Ontwikkeling van een voorspanningsschakeling met een gelijkspanningsbron, een stroombron en zelfinducties tot een schakeling met een enkele voedingsspanning en weerstanden.

gelijkspanningsbron in serie met een weerstand. De schakeling van fig. 5.4b kan in een bruikbaarder vorm worden gegoten door middel van twee lineaire-netwerktransformaties. We moeten dan eerst de vervanging bepalen van de voorspanningsbronnen als de gelijkstroombronnen in de basis- en collectoraansluitingen worden geplaatst, op de wijze van fig. 5.4c. Vervolgens vervangen we de weerstand en de gelijkspanningsbron in de basisaansluiting door een spanningsdeler van de collector-voedingsspanning, zoals in fig. 5.4d is gedaan. De basis-voorspanningsschakeling in fig. 5.4c is in feite de Thévenin-vervanging van de schakeling in fig. 5.4d.

Een alternatieve oplossing is in fig. 5.5 gegeven. In de configuratie van fig. 5.5a wordt I_E bepaald door een stroombron die tussen collector en emitter is aangesloten, terwijl U_{CB} wordt bepaald door een gelijkspanningsbron plus zelfinductie. In de versie van fig. 5.5b is de stroombron vervangen door een accu en een belastingsweerstand, en de zelfinductie door een *RC*-filter. Het is hier niet mogelijk om de accu over te brengen naar een plaats in de basisschakeling waar één van de aansluitingen geaard kan wor-

den, zonder daarbij de voorspanningsstabiliteit enigszins in gevaar te brengen. Wel kan de accu in veel gevallen worden vervangen door een zenerdiode, op de wijze van fig. 5.5c. Eenvoudigheidshalve zullen we ons bij de volgende bespreking beperken tot de schakeling van fig. 5.4, want beide schakelingen werpen ongeveer dezelfde problemen op.

Het spreekt wel vanzelf dat we bij de overgang van het circuit in fig. 5.4a naar de praktischer versies van fig. 5.4b, c en d (of van fig. 5.5a naar 5.5c), ons niet helemaal hebben gehouden aan de oorspronkelijke opzet om I_E en U_{CB} constant te houden. Het compromis, dat wil zeggen de hierdoor optredende afwijking, houdt nauw verband met de waarden van de in de schakeling gebruikte weerstanden. Dit compromis vormt dan ook de kern van het ontwerp van voorspanningsschakelingen: Hoe moeten we R_e, U_B, R_b en R_L kiezen om een voldoende stabiliteit van de voorspanning bij het gewenste werkpunt te combineren met de gewenste prestaties van de versterkerschakeling voor kleine signalen. We kunnen hiertoe enkele globale richtlijnen afleiden uit een vergelijking van fig. 5.4a en b. Om een constante I_E en U_{CB} te krijgen maken we de spanningsval over R_e zo groot mogelijk als maar te verenigen is met de gewenste amplitude van het uitgangssignaal dat de transistor levert. Vervolgens maken we R_b zo klein mogelijk, maar tegelijkertijd veel groter dan $r_x + r_\pi$, om een shunting van de

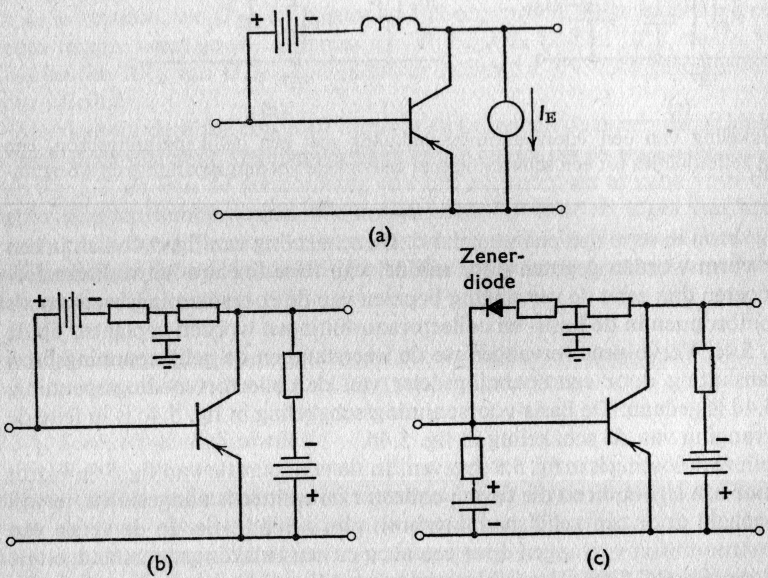


Fig. 5.5. Alternatieve ontwikkeling tot een praktisch voorspanningscircuit.

ingang te voorkomen, die de wisselstroomversterking zou verlagen.

Voor veel niet-kritische toepassingen waarbij de schommelingen van de omgevingstemperatuur gering zijn, kunnen we nu op basis van de voorgaande bespreking een globale methode voor het ontwerp van voorspanningsschakelingen aangeven. Stel dat de keuze van een geschikt werkpunt, U_{CC} en R_L vaststaat. Maak dan eerst de spanningsval over R_e in fig. 5.4c ongeveer 3 V. Bereken vervolgens R_e op basis van de bekende I_C ($I_E \approx -I_C$). Maak dan R_b ongeveer 10 à 15 maal R_e. Dit moet een R_b-waarde leveren die klein genoeg is om een redelijke voorspanningsstabiliteit te geven, en tegelijk groot genoeg om een overmatige shunting van het ingangssignaal naar de aarde te voorkomen. Bereken vervolgens U_B door de spanningsvallen in de ingangskring op te tellen:

$$U_B = -I_B R_b - U_{BE} + I_E R_e \tag{5.2}$$

We vinden de betreffende waarde van U_B door substitutie van I_B, I_E en U_{BE} zoals die voor het werkpunt bij $T = 25\ ^\circ C$ gelden. Deze waarden zijn direct af te lezen van de transistorkarakteristieken als men over een complete schaar beschikt. Anders kunnen ze benaderd worden door gebruik te maken van $I_E \approx -I_C$, $U_{BE} \approx -0{,}2$ V (voor germanium) en $I_B \approx I_C/\alpha_{eF}$.

De laatste stap is dan om R_b en U_B om te zetten in hun vervangingen in de ingangskring van fig. 5.4d. Om R_1 en R_2 te bepalen lezen we uit fig. 5.4c en d af dat

$$\frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} = R_b \tag{5.3}$$

$$\frac{R_2}{R_1 + R_2} U_{CC} = U_B \tag{5.4}$$

Oplossing van deze beide vergelijkingen levert

$$R_1 = \frac{U_{CC}}{U_B} R_b \tag{5.5}$$

$$R_2 = \frac{R_1 R_b}{R_1 - R_b} \tag{5.6}$$

Voor veel voorspanningsproblemen, met name die waarbij de werktemperatuur grote schommelingen te zien geeft of waarbij α_{eF} grote variaties vertoont of de uitgangssignalen groot zijn, levert de bovenstaande eenvoudige ontwerpmethode echter geen bevredigende resultaten. Onder die omstandigheden moet het probleem van de voorspanningsstabiliteit aanzienlijk nauwkeuriger geanalyseerd worden. We moeten dan precies uitrekenen hoeveel het voorspanningspunt in de schakeling, fig. 5.4, voor een gegeven stel weerstandswaarden verloopt; ofwel we moeten het omgekeerde doen en nagaan welke weerstandswaarden nodig zijn om een bepaalde voorgeschreven stabiliteit van het werkpunt te bereiken. Dit vormt het onderwerp van de volgende paragraaf.

5.4.1. *Het (pnp-) transistormodel*

Het is heel goed mogelijk om de vereiste berekening van de voorspanningsstabiliteit uit te voeren aan de hand van het Ebers-Moll-model of de bijbehorende vergelijkingen [fig. 2.4 of (2.8) en (2.9)], waarbij we echter wel de betreffende waarden van de temperatuurafhankelijkheid van de vier fundamentele parameters α_{bF}, α_{bR}, I_{CBO} en I_{EBO} moeten invullen. Het is echter in de regel veel gemakkelijker om een model te gebruiken waarin de temperatuurafhankelijkheid op een meer expliciete manier wordt voor-

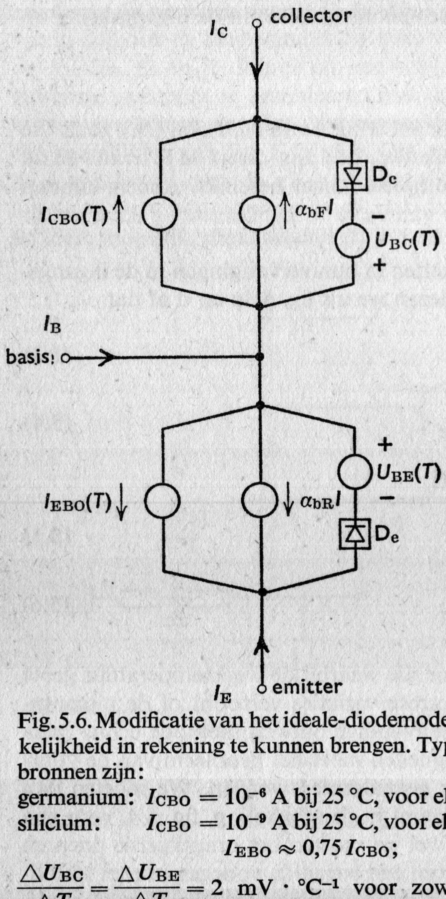


Fig. 5.6. Modificatie van het ideale-diodemodel van de transistor, om ook de temperatuurafhankelijkheid in rekening te kunnen brengen. Typische waarden voor de temperatuurafhankelijke bronnen zijn:
germanium: $I_{CBO} = 10^{-6}$ A bij 25 °C, voor elke 10 °C stijging verdubbelt $I_{EBO} \approx 0,75\, I_{CBO}$;
silicium: $I_{CBO} = 10^{-9}$ A bij 25 °C, voor elke 7 °C stijging (bij hoge temperatuur) verdubbelt $I_{EBO} \approx 0,75\, I_{CBO}$;

$$\frac{\triangle U_{BC}}{\triangle T} = \frac{\triangle U_{BE}}{\triangle T} = 2 \text{ mV} \cdot {}^{\circ}\text{C}^{-1}$$ voor zowel silicium als germanium (± 50%).

gesteld. Fig. 5.6 geeft een voorbeeld hiervan voor een pnp-transistor; in dit geval is de temperatuurafhankelijkheid, die in de diodekarakteristieken van het Ebers-Moll-model impliciet is, hierin expliciet voorgesteld door middel van vier afhankelijke bronnen. In de figuur zijn typische numerieke waarden ervan vermeld voor silicium en germanium. Door in het model ideale diodes te gebruiken (let op de vierkante vakjes rond de symbolen) verwaarlozen we in feite het verschijnsel dat de spanning U_{BE} in werkelijkheid zowel stroom- als temperatuurafhankelijk is. Het zou dus nauwkeuriger zijn om een weerstand in serie met $U_{BE}(T)$ op te nemen, maar ten gevolge van de aanwezigheid van R_e zou deze weerstand weinig uitmaken voor het uiteindelijke resultaat.

Laten we nu op basis van het transistormodel in fig. 5.6 de verplaatsing berekenen die het werkpunt van de schakeling in fig. 5.4c ten gevolge van temperatuurschommelingen ondergaat. We zijn alleen geïnteresseerd in de berekening voor het versterkingsgebied, zodat we het model kunnen vereenvoudigen door aan te nemen dat de collectordiode *uit* (gesperd) is, en de emitterdiode *aan* (geleidend). Het zo verkregen model is in fig. 5.7 getekend.

5.4.2. *Het algemene verband van I_C met I_{CBO}, U_{BE} en α_{eF}*

De eerste opgave is nu een vergelijking te vinden die I_C verbindt met de temperatuurafhankelijke parameters $I_{CBO}(T)$, $U_{BE}(T)$ en $\alpha_{eF}(T)$. Omdat de modellen in fig. 5.6 en 5.7 beide voor een pnp-transistor gelden, zijn alle uitdrukkingen in deze paragraaf in termen van pnp-transistors gesteld. In het geval van npn-transistors moet men alleen de betreffende veranderingen in de tekens aanbrengen.

Optelling van de stromen in het collectorknooppunt in fig. 5.7 levert

$$I_C = -I_{CBO}(T) - \alpha_{bF} I_E \qquad (5.7)$$

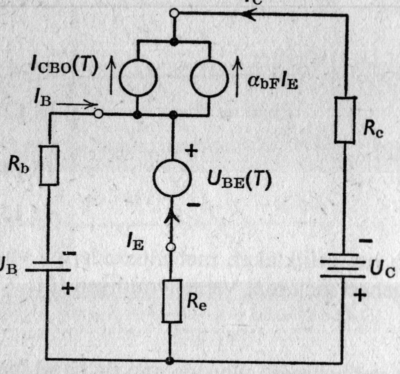


Fig. 5.7. Vervangingsschema voor voorspanningsberekeningen, pnp-transistor.

Het verband tussen $U_{BE}(T)$ en I_E bepalen we door de spanningsvallen in de ingangskring op te tellen:

$$U_B + I_B R_b + U_{BE}(T) - I_E R_e = 0 \tag{5.8}$$

(5.7) en (5.8) zijn in combinatie met de betrekkingen $I_C + I_E + I_B = 0$ en $\alpha_{eF} = \alpha_{bF}/(1 - \alpha_{bF})$ op te lossen, hetgeen levert:

$$-I_C = \frac{\alpha_{eF} U_B + \alpha_{eF} U_{BE}(T) + (\alpha_{eF} + 1)(R_b + R_e) I_{CBO}(T)}{(\alpha_{eF} + 1) R_e + R_b} \tag{5.9}$$

Door de niet-lineaire betrekking tussen α_{eF} en I_C in deze vergelijking kunnen we $\triangle I_C / \triangle T$ niet bepalen door eenvoudig de afgeleide te nemen. Als we echter aannemen dat $\alpha_{eF} \gg 1$ en dan alle α_{eF}-termen links van het gelijkteken groeperen, wordt de analyse veel eenvoudiger:

$$R_b\left(-\frac{I_C}{\alpha_{eF}} - I_{CBO}\right) \approx U_B + U_{BE}(T) + R_e(I_C + I_{CBO}) \tag{5.10}$$

Door nu (5.10) voor twee temperaturen T_1 en T_2 uit te schrijven en de tweede van de eerste af te trekken krijgen we:

$$R_b\left[\frac{-I_{C2}}{\alpha_{eF2}} + \frac{I_{C1}}{\alpha_{eF1}} - \triangle I_{CBO}\right] \approx \triangle U_{BE}(T) + R_e(\triangle T_C + \triangle T_{CBO}) \tag{5.11}$$

waarin index 1 de waarden van I_C en α_{eF} bij temperatuur T_1 aangeeft, en index 2 de waarden bij T_2. (5.11) kan nu geschreven worden in een vorm die de gezochte waarde van R_b in fig. 5.4c expliciet uitdrukt in R_e, de veranderingen in $U_{BE}(T)$, I_{CBO} en α_{eF}, en de toegestane verandering in I_C:

$$R_b \approx \frac{\triangle U_{BE}(T) + R_e(\triangle I_C + \triangle I_{CBO})}{-I_{C2}/\alpha_{eF2} + I_{C1}/\alpha_{eF1} - \triangle I_{CBO}} \tag{5.12}$$

waarin

$$\triangle U_{BE}(T) \equiv \left.\frac{O U_{BE}}{O T}\right|_{I_E} (T_2 - T_1) \tag{5.13}$$

$$\triangle I_{CBO} \equiv I_{CBO}(T_2) - I_{CBO}(T_1) \tag{5.14}$$

$$\triangle I_C \equiv I_{C2} - I_{C1} \tag{5.15}$$

Let er op dat in (5.12) alle factoren rechts van het gelijkteken met uitzondering van R_e een bekende constante vormen, zodat het geheel zich laat vereenvoudigen tot:

$$R_b = A R_e - B$$

Het gebruik van deze vergelijking kan het best geïllustreerd worden aan de hand van de volgende ontwerpvoorbeelden.

5.4.3. *Ontwerpvoorbeeld voor een germanium transistor*

We willen nu een compleet ontwerpvoorbeeld uitwerken, op basis van de pnp-transistor waarvan de karakteristieken en nominale waarden in fig. 5.1 zijn gegeven. Stel dat we hiermee een versterker willen ontwerpen die een symmetrische uitgangszwaai met 5 volt piek-tot-piekspanning moet leveren over een belastingsweerstand van 5 kΩ, zonder gebruik van transformator. De overige specificaties en schakelingsparameters zijn:

temperatuurbereik: 25 °C tot 75 °C
I_{CBO}: 2 μA bij 25 °C
U_{CC}: -12 V

Het grootst mogelijke vermogen dat de 5Ω-weerstand en de gelijkstroombron aan *enige* belasting kunnen leveren (of het nu een transistor betreft of een ander element) is:

$$P_{max} = U_{CC}^2/4R_L = 7{,}2 \text{ mW}$$

zodat de energiedissipatie in de transistor in elk geval klein is en de belangrijkste overweging aangaande de ligging van het werkpunt de lineariteit van de versterker is. We gaan daarom meteen over op het probleem van de lineaire werking bij de vereiste ± 2,5 V uitslagen om het werkpunt.

De minimale collectorstroom die nodig is om een lineaire werking te verzekeren, is $-2{,}5$ V/5 kΩ $= -0{,}5$ mA. Om de maximale werkstroom te vinden moeten we de waarde van R_e kennen. Helaas is R_e één van de onbekenden die we juist proberen op te lossen. Eenvoudigheidshalve zullen we het probleem daarom door een successieve-

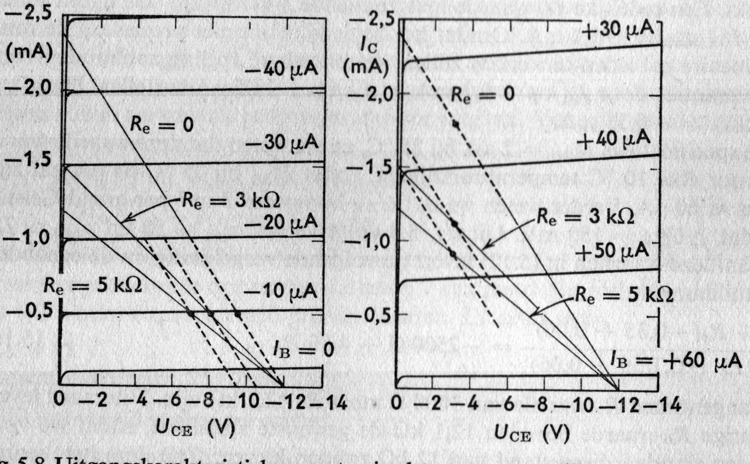


Fig. 5.8. Uitgangskarakteristieken met wisselstroom- en gelijkstroombelastingslijnen: links (25 °C); rechts: (75 °C).

lijke benadering aanpakken. We nemen om te beginnen een redelijke waarde van R_e aan en werken daarmee het ontwerp uit om de waarde van R_b te vinden. Als het zo verkregen geheel om de een of andere reden niet voldoet, moeten we een nieuwe R_e-waarde aannemen en het probleem nogmaals uitwerken.

Als hulpmiddel bij een redelijke aanvangswaarde van R_e en de navolgende berekening van de hoogste toegestane waarde van I_C, is het praktisch (maar niet absoluut noodzakelijk) om op de uitgangskarakteristieken voor 25 °C en 75 °C de gelijkstroom- en wisselstroombelastingslijnen van de schakeling in te tekenen. Dit is in fig. 5.8 a en b voor verschillende aangenomen waarden van R_e gedaan. We gaan er hierbij van uit dat aangezien $\alpha_{bF} \approx 1$, I_E bij benadering gelijk is aan $-I_C$, zodat de gelijkstroomval over R_e bij benadering wordt gegeven door $I_C R_e$. De globale gelijkstroombelastingslijn heeft zodoende een helling $1/(R_L + R_e)$. De wisselstroombelastingslijn met helling $1/R_L$ snijdt de gelijkstroombelastingslijn in het werkpunt. Voor de 25 °C-karakteristiek nemen we het laagste werkpunt voor de hierboven berekende waarde van $-0{,}5$ mA. Voor de 75 °C-karakteristiek (verkregen uit fig. 5.2a) kiezen we het werkpunt bij een zo groot mogelijke stroomsterkte, zodat de speling van I_C zo groot mogelijk wordt. (Het gaat er bij dit ontwerp immers alleen om de lineaire werking te garanderen.) Uit de krommen in fig. 5.8b blijkt dat we een minimale $|U_{CE}|$ van ongeveer $\frac{1}{2}$ V nodig hebben om buiten het verzadigingsgebied te blijven, zodat een minimale $|U_{CE}|$ van 3 V nodig is om een piek-uitgangsspanning te leveren van 2,5 V. De drie wisselstroombelastingslijnen zijn zo getrokken dat ze aan deze voorwaarde voldoen.

Uit de figuur blijkt verder dat de maximale toegestane waarde van I_C, en daarmee van $\triangle I_C$, daalt wanneer R_e toeneemt, waardoor het stabiliteitsprobleem moeilijker wordt gemaakt. Een redelijke R_e-waarde lijkt zodoende 3 kΩ te zijn. De figuur levert hiervoor een $I_C|_{max} = -1{,}1$ mA. Omdat het beter lijkt om niet precies op de rand van de niet-lineaire gebieden te werken zullen we een zekere speling aanhouden voor componenttoleranties door I_{C1} op $-0{,}7$ mA en I_{C2} op $-1{,}05$ μA te stellen. Hierdoor wordt $\triangle I_C|_{max} = -0{,}35$ mA.

Volgens de specificatie is $I_{CBO} = 2$ μA bij 25 °C, en we weten dat deze waarde wordt verdubbeld voor elke 10 °C temperatuurstijging, zodat I_{CBO} bij 75 °C 64 μA zal zijn en $\triangle I_{CBO}$ dus ≈ 60 μA. Verder weten we dat U_{BE} hoogstens 3 mV per graad Celsius verloopt, zodat $\triangle U_{BE} = 150$ mV. Uit fig. 5.8 volgt verder $\alpha_{eF1} \approx 50$ en $\alpha_{eF2} \approx 75$. Substitutie van deze waarden in (5.12) levert de volgende vergelijking, in de eenheden millivolt en milliampère:

$$R_b = \frac{150 + R_e(-0{,}35 + 0{,}06)}{(1{,}05/75 - 0{,}7/50 - 0{,}06)} = -2500\,\Omega + 4{,}83\,R_e \qquad (5.16)$$

Voor onze aangenomen R_e-waarde van 3000 Ω moet R_b 12,1 kΩ zijn. Uiteraard levert elke willekeurige R_b-waarde beneden 12,1 kΩ de gewenste stabiliteit, zodat we voor dit ontwerp een standaardweerstand van 12 kΩ zouden kiezen. Zou deze berekening echter geleid hebben tot een negatieve R_b-waarde, dan zouden we verplicht zijn geweest

om het ontwerp nogmaals uit te werken, maar dan voor een hogere R_e-waarde.

Het is in dit stadium aan te bevelen om de wisselstroomversterking van het circuit te controleren, om er zeker van te zijn dat R_b groot genoeg is vergeleken met de ingangsweerstand van de transistor $r_x + r_\pi$, opdat geen al te groot deel van het signaal naar de aarde wordt afgevoerd. Blijkt R_b dan te klein, dan moeten we het ontwerp opnieuw uitrekenen voor een grotere R_e-waarde. Heeft R_e echter al zijn maximale waarde, dan moeten we ergens in het ontwerp een compromis treffen tussen de stabiliteitseisen en de in deze trap verlangde versterkingsfactor. In de praktijk komt het voorspanningsprobleem eigenlijk altijd neer op het tegen elkaar afwegen van de voorspanningsstabiliteit en de wisselstroomversterking, al is het in de regel wel mogelijk om een voldoende temperatuurstabiliteit te krijgen tegen 10 à 20% verlies in versterking.

De laatste fase van het ontwerp is nu de vereiste waarde van U_B te berekenen, en dan het netwerk te completeren met de ingangsweerstanden die in fig. 5.4d zijn getekend. De uitwerking van dit punt komt overeen met die welke op p. 151 is gegeven. Om precies te zijn, we bepalen U_B uit (5.2), waarin als U_{BE}-waarde de werkelijke basis-emitterspanning bij 25 °C wordt genomen. R_1 en R_2 kunnen dan gevonden worden uit (5.5) en (5.6).

5.4.4. *Een voorbeeld van de voorspanningsstabiliteit van een silicium transistor*

Uit een beschouwing van de in fig. 5.2 gegeven uitgangskarakteristieken van een silicium transistor blijkt meteen dat het verloop van α_{eF} als functie van de temperatuur in silicium veel groter is dan in germanium, waar tegenover staat dat I_{CBO} geen problemen van betekenis oplevert, aangezien de waarde ervan zo klein is. In het geval van silicium moet de voorspanningsbespreking, ofschoon die in veel opzichten overeenkomt met het in par. 5.4.3 gegeven voorbeeld voor een germanium transistor, in elk geval deze beide belangrijke verschillen weerspiegelen. Om een vollediger overzicht te krijgen zullen we nu van een npn-transistor uitgaan. Voor dit geval moeten we (5.12) als volgt veranderen:

$$R_b \approx \frac{\triangle U_{BE}(T) + R_e(\triangle I_C - \triangle I_{CBO})}{-I_{C2}/\alpha_{eF2} + I_{C1}/\alpha_{eF1} + \triangle I_{CBO}} \qquad (5.17)$$

Om de beide voorbeelden zo gelijk mogelijk te houden zullen we ook nu weer een versterker proberen te ontwerpen die een 5 V symmetrische piek-tot-piekspanning over een 5 kΩ-belastingsweerstand moeten leveren. Er geldt weer:

$U_{CC} = 12$ V
temperatuurbereik: 25 °C tot 75 °C

In dit voorbeeld stellen we echter

$I_{CBO} = 10^{-9}$ A bij 25 °C
$\alpha_{eF} = 30$ bij 25 °C, 100 bij 75 °C

Eenvoudigheidshalve nemen we aan dat we na het intekenen van de wisselstroom- en gelijkstroombelastingslijnen op de silicium uitgangskarakteristieken weer hebben gevonden dat $R_e \approx 3\ \text{k}\Omega$, $I_{C1} = 0{,}7$ mA, $I_{C2} = 1{,}05$ mA, zodat als in het voorgaande geval

$$\triangle I_C = 0{,}35 \text{ mA}.$$

Bij silicium wordt I_{CBO} verdubbeld bij elke 15 °C temperatuurstijging binnen dit temperatuurbereik (zie fig. 1.6). In dit verband mogen we $\triangle I_{CBO}$ zodoende verwaarlozen.

We zullen weer dezelfde waarde van $\triangle U_{BE}$ gebruiken als in het voorgaande geval:

$$\triangle U_{BE} = -150 \text{ mV}$$

Substitutie van deze waarden in de npn-vergelijking van R_b (5.17), levert de volgende vergelijking (in eenheden millivolt en milliampère):

$$R_b = \frac{-150 + R_e(0{,}35)}{(-1{,}05/100 + 0{,}7/30)} = -11.700\ \Omega + 27{,}3\ R_e \tag{5.18}$$

Voor onze aangenomen R_e-waarde van 3000 Ω levert dit voor R_b ongeveer 70 kΩ, een waarde die duidelijk groot genoeg is om problemen met de ingangsbelasting uit te sluiten. De waarde is in feite zo groot dat het waarschijnlijk beter zou zijn om het geheel opnieuw te berekenen voor een kleinere aangenomen R_e-waarde.

Nu we de waarde van R_b kennen, kunnen we U_B berekenen en zodoende R_1 en R_2 aan de hand van (5.2), (5.5) en 5.6), precies als tevoren, waarbij we er echter wel aan moeten denken om $U_{EB} \approx 0{,}7$ V te gebruiken (voor silicium).

De bovenstaande bespreking van de voorspanningsschakelingen voor transistors is vervat in termen van variaties van α_{eF} en U_{BE} met de temperatuur. (5.12) en (5.17) hebben echter een veel algemener karakter, omdat ze tevens gelden voor situaties waarin α_{eF} en U_{BE} ook om andere redenen variëren. Zo kan men deze zelfde vergelijkingen gebruiken voor silicium en germanium transistors om de veranderingen in het werkpunt na te gaan als transistors met uiteenlopende α_{eF}'s in hetzelfde circuit worden aangesloten. Het ligt voor de hand dat dit probleem van uiteenlopende α_{eF}'s binnen een gegeven transistortype van groot belang is bij het ontwerp van een schakeling die in grote aantallen geproduceerd moet worden.

5.5. ANDERE VOORSPANNINGSSCHAKELINGEN

5.5.1. *Inleiding*

In de volgende paragrafen geven we een kort overzicht van drie belangrijke klassen van voorspanningsschakelingen: schakelingen met vaste weerstanden en gelijkstroombronnen, meertraps-schakelingen, en schakelingen met temperatuurcompensatie.

5.5.2. *Eentrapsvoorspanningsschakelingen bestaande uit weerstanden en accu's*

Een grote klasse van voorspanningsnetwerken wordt gevormd door die welke zijn opgebouwd uit vaste weerstanden en accu's, zoals bijvoorbeeld de in par. 5.3 en 5.4 besproken uitvoeringen. We hoeven de vele schakelingen die in deze groep thuis horen gelukkig niet elk apart in detail te bezien, want elke voorspanningsschakeling die uit één transistor en een willekeurig aantal vaste weerstanden en accu's bestaat, kan teruggebracht worden tot het in fig. 5.9 afgebeelde Thévenin-vervangingsschema met drie aansluitingen. Dit Thévenin-netwerk is elektrisch equivalent aan de schakeling waar we van zijn uitgegaan, fig. 5.4c, voorzover het de gelijkstroomberekeningen betreft. De bespreking in dit hoofdstuk heeft dan ook een zeer algemene geldigheid, ook voor andere voorspanningsschakelingen van één transistor waarin geen temperatuurcompensatie wordt toegepast. We willen er echter op wijzen dat hierbij wel enige voorzichtigheid geboden is. Het Thévenin-vervangingsschema geldt alleen voor het *gelijkstroomnetwerk* en zegt in feite alleen dat de overeenkomstige gelijkstroomsterkten en -spanningen *bij de transistoraansluitingen* en daarmee de berekening van de voorspanningsstabiliteit voor beide netwerken hetzelfde zijn. De beide schakelingen zijn *niet* equivalent ten aanzien van de energiedissipatie in de weerstanden, relatieve ongevoeligheid voor veranderingen in de weerstandswaarden, het dynamische bereik, wisselstroomversterking etc.

5.5.3. *Meertrapsvoorspanningsschakelingen*

In meertrapstransistorschakelingen worden dikwijls meerdere transistors direct gekoppeld, waarbij het samenstel van transistors ten aanzien van de voorspanning als een geheel wordt behandeld. Meertrapsvoorspanningsnetwerken van dit type kunnen het best bezien worden vanuit het oogpunt van negatieve terugkoppeling. De bespreking ervan valt zodoende buiten het bestek van dit boek.

5.5.4. *Voorspanningsstabilisatie door middel van temperatuurcompensatie*

Een enigszins afwijkende benadering van het voorspanningsprobleem zien we in fig.

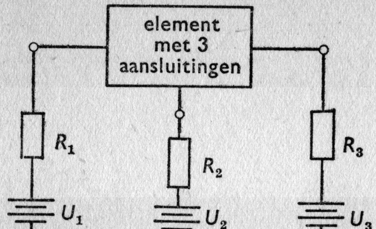


Fig. 5.9. Thévenin-vervanging van een willekeurig voorspanningscircuit met drie aansluitingen dat uit weerstanden en gelijkstroombronnen is opgebouwd.

5.10. In dit geval is niet geprobeerd om de verplaatsing van het werkpunt zo klein mogelijk te houden door het circuit op eèn bepaalde manier samen te stellen, maar in plaats daarvan is in dit geval een temperatuurafhankelijk element ingevoerd (bijvoorbeeld een diode of een thermistor), en wel op zo'n manier dat dit de temperatuursinvloeden binnen de transistor probeert te compenseren.

In het in fig. 5.10 gegeven voorbeeld is een gesperde germanium diode gebruikt om I_{CBO}-effecten in een germanium transistor te compenseren. Als we aannemen dat de absolute waarde van de collectorvoedingsspanning veel groter is dan U_{BE}, zal de stroom door R bijna constant zijn:

$$I_R \approx U_{CC}/R \tag{5.19}$$

De waarde van de tegenvoorspanning over de diode is $|U_{BE}|$, hetgeen in de regel voldoende zal zijn om te zorgen dat de diodestroom is gereduceerd tot de verzadigingsstroom (in de tegenrichting), I_s. Hieruit volgt dan dat:

$$I_B = -I_R + I_s \tag{5.20}$$

Volgens fig. 5.7 [(of 2.13)] geldt:

$$I_C = \alpha_{eF} I_B - (\alpha_{eF} + 1) I_{CBO} \tag{5.21}$$

Substitutie van I_B uit (5.20) levert:

$$I_C = -\alpha_{eF} I_R + \alpha_{eF} I_s - (\alpha_{eF} + 1) I_{CBO} \tag{5.22}$$

Als de beide verzadigingsstromen I_s en I_{CBO} bij kamertemperatuur ongeveer gelijk zijn en binnen het gewenste temperatuurbereik ongeveer eenzelfde verloop vertonen, blijkt

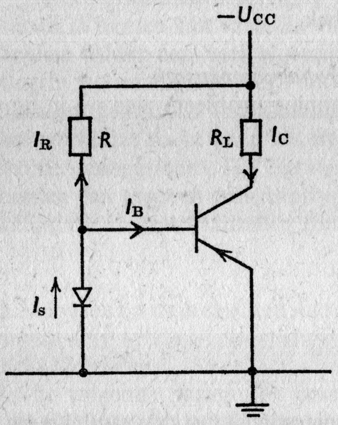


Fig. 5.10. Voorspanningsstabilisatie van een germanium transistor d.m.v. compensatie.

uit (5.22) dat de collectorstroom van de transistor op een bijna constant peil blijft, onafhankelijk van de temperatuur.

De algemene opzet van de stabilisatie door middel van temperatuurcompensatie is vooral aantrekkelijk wanneer, als men zo zuinig mogelijk moet zijn met het vermogen, het door de schakeling van fig. 5.4d veroorzaakte vermogensverlies niet is toegestaan. Het is verder ook een bruikbare methode bij de voorspanningsschakeling van versterkers waarvan de gemiddelde collectorstroom niet constant is (impulsversterkers en klasse-B-versterkers, bijvoorbeeld).

6. BEREKENING VAN DE FREQUENTIEKARAKTERISTIEK

6.1. INLEIDING

In dit hoofdstuk gaan we de invloed na die de verschillende condensators in een eentrapstransistorversterker op de frequentiekarakteristiek ervan hebben. Als specifiek voorbeeld nemen we hierbij de berekening van de spanningsoverdrachtsfunctie van de gemeenschappelijke-emitterversterker in fig. 6.1. Hoewel de hele bespreking in dit hoofdstuk gebaseerd is op deze gemeenschappelijke-emitterschakeling, geldt de methodiek van koppel- en shunteffecten evenzeer voor gemeenschappelijke-collector- en gemeenschappelijke-basisschakelingen.

De functies van de verschillende weerstanden in de schakeling van fig. 6.1 zijn reeds in hfdst. 5 in detail behandeld. De condensators vereisen echter enige nadere toelichting. De koppelcondensator C_1 is nodig om het wisselstroomsignaal van de bron U_i met de basis van de transistor te koppelen, en tegelijkertijd de gelijkstroom tegen te houden om te voorkomen dat de bron de door de weerstanden R_{b1} en R_{b2} bepaalde voorspanningssituatie niet verstoord. De condensator C_2 heet de emittershuntcondensator, omdat hij tot taak heeft om een wisselstroomkortsluiting tussen de emitter en aarde tot stand te brengen. Zou C_2 niet in de schakeling opgenomen zijn, dan zouden de wisselstroomsignalen door R_e vloeien, hetgeen zoals nog zal blijken tot een aanzienlijke verlaging van de spanningsversterking zou leiden.

In fig. 6.2 is het differentiële model van de transistorversterker afgebeeld. We nemen eenvoudigheidshalve aan dat de spanningsversterking niet te hoog is om het gebruik uit te sluiten van het vereenvoudigde hybride-π-model waarin r_μ en r_o verwaarloosd worden. Verder zullen we in dit hoofdstuk (enigszins willekeurig) de voorspannings-

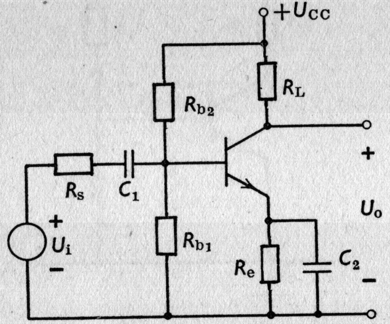


Fig. 6.1. Typische transistortrap met koppelcondensator C_1 en emittershuntcondensator C_2

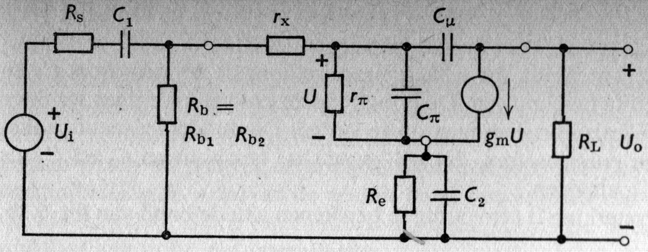


Fig. 6.2. Differentieel vervangingsschema voor de versterker in fig. 6.1, waarbij r_μ en r_o in het hybride-π-model zijn verwaarloosd.

weerstand $R_b = R_{b1} \| R_{b2}$ verwaarlozen, op grond van het feit dat de waarde ervan in de regel groter is dan die van de bronweerstand R_s en de ingangsweerstand van de schakeling. Is dit niet het geval, dan is het een betrekkelijk eenvoudige zaak om R_b in de berekeningen in te voegen, omdat daardoor toch geen nieuwe polen of nulpunten aan de vergelijkingen worden toegevoegd.

De algemene vorm van de uitdrukking voor de spanningsversterking is uit de configuratie van fig. 6.2 af te lezen. Er zijn vier onafhankelijke energieverzamelende elementen in het netwerk, zodat we vier complete eigenfrequenties of polen van $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ mogen verwachten. De noemer van $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ moet derhalve van de vierde graad in s $(= j\omega)$ zijn. Condensator C_1 zal een open verbinding vormen bij frequentie nul, zodat deze een overdracht nul bij frequentie nul invoert. Bovendien blijkt uit fig. 6.2 dat er een enkel nulpunt zal optreden bij frequentie oneindig. De teller van de versterkingsuitdrukking moet dus van de derde graad zijn. Dit levert dan als algemene vorm van de versterkingsuitdrukking:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{U}_i} = K\left[\frac{s(s - s_1)}{(s - s_2)(s - s_3)}\right]\left[\frac{(s - s_4)}{(s - s_5)(s - s_6)}\right] \tag{6.1}$$

Uit een exacte analyse zou blijken dat de ligging van elke eindige pool en nulpunt in (6.1) enigszins afhangt van de waarde van alle condensators in de schakeling. Gelukkig echter zijn de elementwaarden in de meeste ontwerpen zodanig dat er benaderingen toegepast mogen worden die de berekeningen sterk vereenvoudigen.

In een normale schakeling zullen de verschillende condensators die in de figuur opgenomen zijn zeer uiteenlopende waarden hebben. C_μ bijvoorbeeld zal van de orde van 1 à 100 pF zijn, C_π van 10 à 1000 pF, terwijl C_1 en C_2 tussen 0,1 en 1000 μF zullen liggen. Voor deze elementbereiken zal de versterkerresponsie een middenfrequentgebied vertonen waarbinnen de versterking globaal gezien constant blijft, en daarnaast een hoogfrequentgebied waar de versterking afvalt (voornamelijk ten gevolge van C_π en C_μ), en een laagfrequentgebied waar de versterking eveneens daalt (hier hoofdzakelijk ten gevolge van C_1 en C_2). We kunnen de bespreking dan ook enigszins vereen-

voudigen door fig. 6.2 in drie deelschakelingen te splitsen, waarvan de een geldt voor het laagfrequentgebied, de tweede voor de middenfrequenties en de derde voor de hoge frequenties. Het laagfrequentcircuit, fig. 6.3a, krijgen we door de condensators C_μ en C_π als open verbindingen te beschouwen. De hoogfrequentschakeling krijgen we door de condensators C_1 en C_2 als kortsluitingen op te vatten. De middenfrequentschakeling bevat helemaal geen condensators, dat wil zeggen we beschouwen C_1 en C_2 als kortgesloten en C_π en C_μ als open.

De middenfrequentversterking is eenvoudig te berekenen aan de hand van fig. 6.3b. Dit levert:

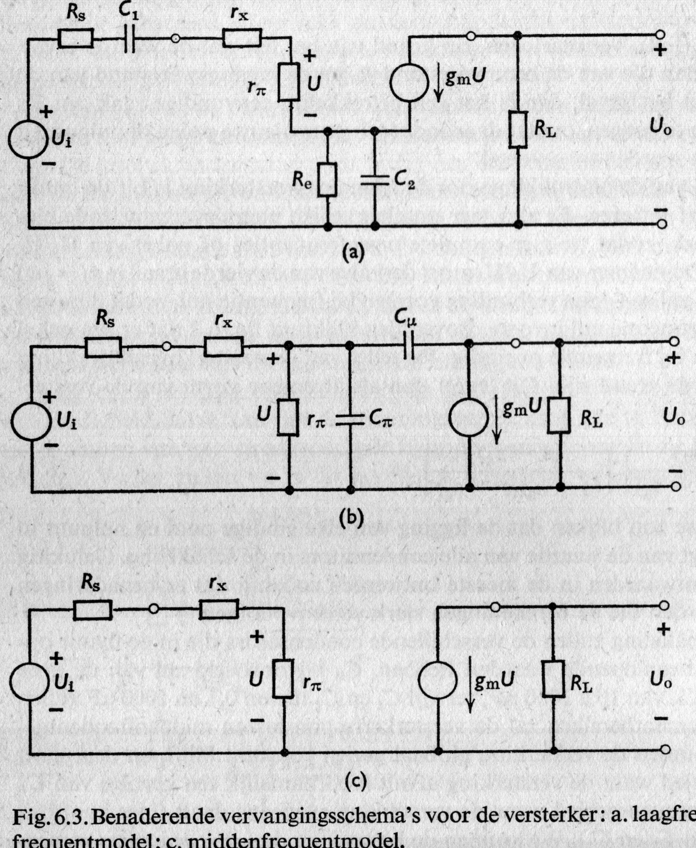


Fig. 6.3. Benaderende vervangingsschema's voor de versterker: a. laagfrequent model; b. hoogfrequentmodel; c. middenfrequentmodel.

$$\frac{U_o}{U_i}\text{(middenfrequent)} = \frac{-\alpha_{eo}R_L}{r_x + r_\pi + R_s} \equiv -A_o \tag{6.2}$$

Ook al hebben we het vraagstuk op deze wijze enigszins vereenvoudigd, het zal toch duidelijk zijn dat er een zekere mate van analyse nodig is om de exacte plaats van de eigenfrequenties van de laagfrequentschakeling in fig. 6.3a te bepalen. Alvorens verder te gaan willen we daarom eerst de laagfrequentresponsie van twee eenvoudigere netwerken berekenen, waarvan de een als enige condensator een koppelcondensator bevat, en de andere alleen een emittershuntcondensator. De bijbehorende laagfrequentmodellen zijn in fig. 6.4 weergegeven.

6.2. BEREKENINGEN IN VERBAND MET DE KOPPELCONDENSATOR

Laten we eerst de overdrachtsfunctie $\mathbf{U_o/U_i}$ berekenen van het netwerk met de koppelcondensator, fig. 6.4a. Deze functie zal een nul hebben bij frequentie nul en een pool die de eigenfrequentie van het netwerk is. Een praktische definitie van de eigenfrequentie van een netwerk is in dit verband: die complexe frequentie s die bij admittantiemeting aan de klemmen van bijna elk element in de schakeling het resultaat nul levert. (We krijgen hier te maken met het vraagstuk van de *afzonderlijke delen* van een netwerk. In fig. 6.4a bijvoorbeeld vormen de generator $g_m U$ en R_L een afzonderlijk

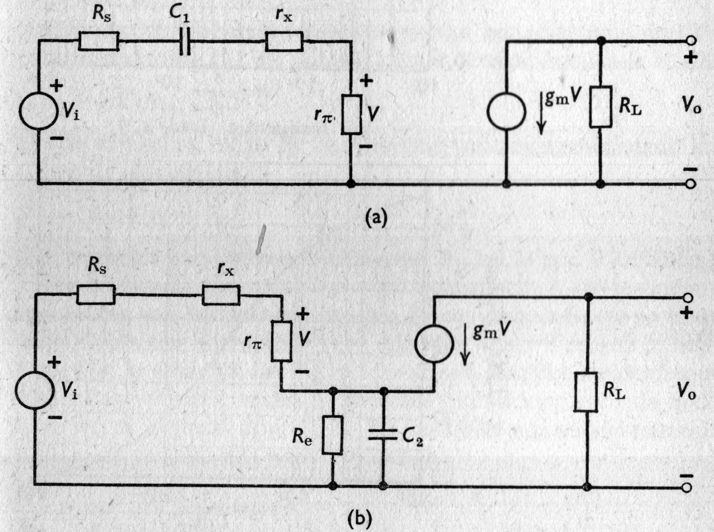
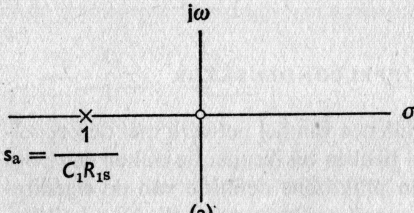


Fig. 6.4. Laagfrequent vervangingsschema's voor: a. schakeling met alleen een koppelcondensator; b schakeling met alleen een emittershuntcondensator.

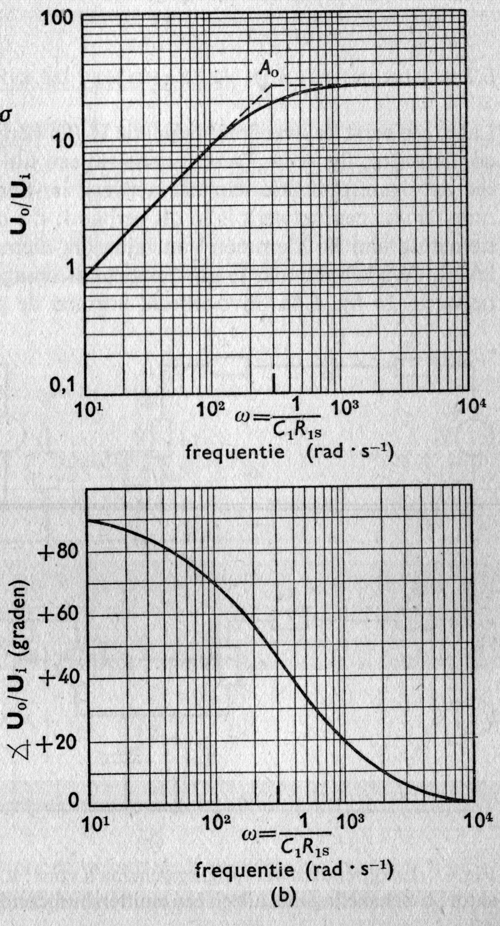
deel, omdat ze in dit eenvoudige model niet teruggekoppeld zijn naar de ingangskring. De eigenfrequentie ten gevolge van C_1 kan dus niet worden berekend door naar een admittantie nul over R_L te zoeken.)

Als we nu de uitdrukking voor de admittantie tussen de aansluitingen van de condensator C_1 opstellen en de waarde ervan nul stellen, levert dit:

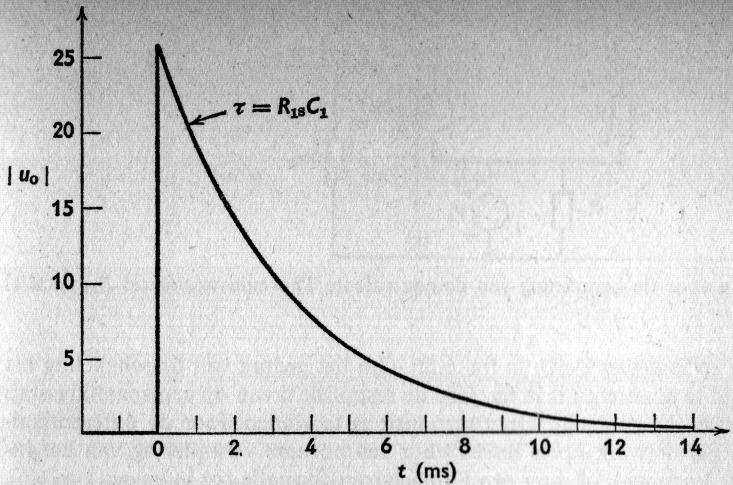
$$s_a C_1 + 1/R_{1s} = 0 \tag{6.3}$$



(a)



(b)



(c)

Fig. 6.5. Pooldiagram, frequentieresponsie en responsie op een stapvormige impuls voor de schakeling van fig. 6.4a.

waarin R_{1s} de Thévenin-vervanging is van het resterende deel van het netwerk dat parallel staat met C_1. We kunnen hieruit de eigenfrequentie vinden:

$$s_a = -1/C_1R_{1s} \tag{6.4}$$

Uit de schakeling blijkt dat de Thévenin-vervangingsweerstand in de aansluiting van C_1 wordt gegeven door:

$$R_{1s} = R_s + r_x + r_\pi \tag{6.5}$$

(De betekenis van de tweede index van R_{1s} zal in par. 6.3 blijken.)

Om nu de volledige spanningsoverdrachtsfunctie U_o/U_i te vinden moeten we nog de versterking van het netwerk bepalen bij een frequentie die zo hoog is dat de condensator C_1 als een kortsluiting gaat optreden, dat wil zeggen in het middenfrequentgebied. Het is duidelijk dat fig. 6.3c ook een geschikt middenfrequentmodel van deze schakeling voorstelt, zodat de gezochte uitdrukking voor de middenfrequentversterking wordt gegeven door (6.2). De complete spanningsversterkingsfunctie voor de schakeling van fig. 6.4a wordt zodoende:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{U}_i} = \frac{-A_o s}{s + 1/C_1R_{1s}} \tag{6.6}$$

Het bijbehorende pooldiagram is in fig. 6.5a weergegeven, de betreffende grafieken van

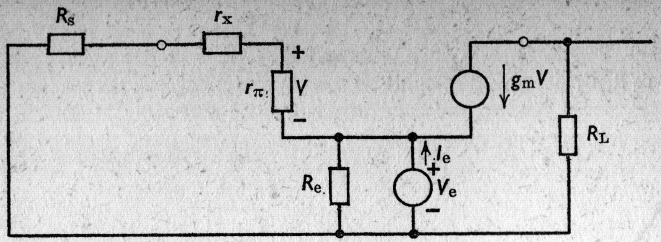


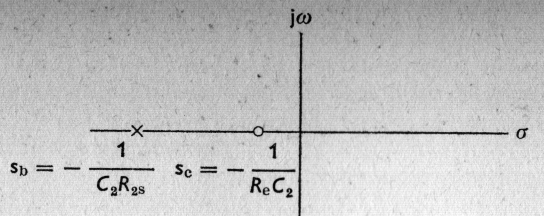
Fig. 6.6. Schakeling voor de berekening van de equivalente Thévenin-weerstand R_{25} parallel met C_2.

absolute grootte en fase van U_o/U_i in fig. 6.5b. Om het gedrag van de schakeling als functie van de tijd te illustreren is in fig. 6.5c de responsie ervan op een spanningsstap van 1 eenheid in beeld gebracht. Deze responsie is te vinden door de differentiaalvergelijking van het netwerk op te lossen voor een abrupte verandering van het ingangssignaal met 1 eenheid, of door een Laplace-transformatie toe te passen op (6.6). Voor het eenvoudige probleem met één pool volgt de responsie zonder meer uit een beschouwing van het netwerk. De condensator gedraagt zich ten opzichte van de plotselinge spanningsverandering als een kortsluiting, zodat (6.2) gebruikt mag worden om de grootte van de aanvankelijke uitgangsverandering te bepalen. De uiteindelijke verandering van de uitgang gaat naar nul; de tijdconstante kan uit (6.4) en (6.5) worden berekend.

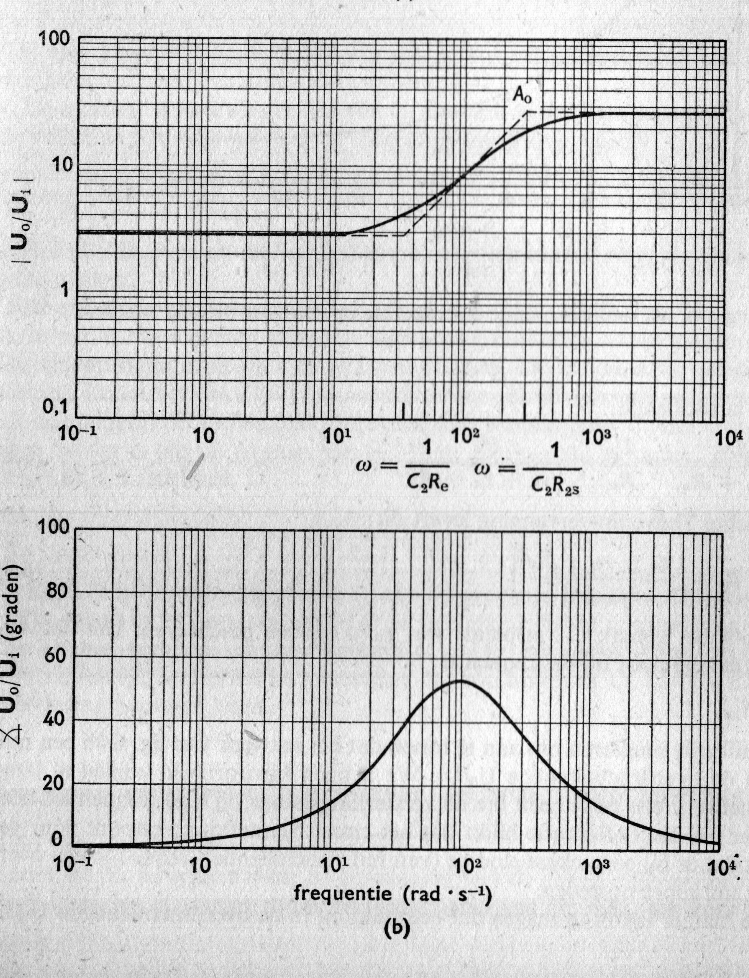
6.3 BEREKENINGEN IN VERBAND MET DE EMITTERSHUNTCONDENSATOR

We willen vervolgens een overeenkomstige berekening opstellen voor de schakeling van fig. 6.4b, waarin alleen een emittershuntcondensator is opgenomen. Door dezelfde methode te gebruiken als in de vorige paragraaf vinden we weer de eigenfrequentie van het netwerk met behulp van de Thévenin-vervangingsweerstand van het overige deel van de schakeling dat parallel staat met C_2. Een eenvoudige manier om deze weerstand te berekenen is om in de schakeling een spanningsbron U_e tussen emitter en aarde in te voegen en de resulterende stroom I_e te berekenen. De schakeling voor deze meting is in fig. 6.6 getekend. Het voordeel van deze opzet is dat de spanning U die de afhankelijke bron stuurt zonder meer uit de configuratie volgt, waardoor de schakelingsberekeningen aanzienlijk worden vereenvoudigd. Met behulp van de spanningsdelerbetrekking vinden we:

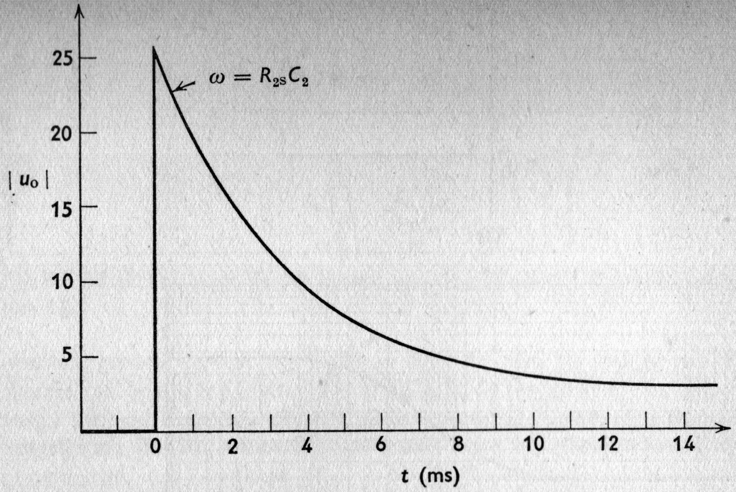
$$U = \frac{-r_\pi U_e}{r_x + r_\pi + R_s} \qquad (6.7)$$


jω
σ
$s_b = -\frac{1}{C_2 R_{2s}}$
$s_c = -\frac{1}{R_e C_2}$

(a)


100
10
1
0,1
|U_o/U_i|
A_o
10^{-1}
10
10^1
10^2
10^3
10^4
$\omega = \frac{1}{C_2 R_e}$
$\omega = \frac{1}{C_2 R_{2s}}$
100
80
60
40
20
0
∡ U_o/U_i (graden)
frequentie (rad · s^{-1})

(b)



(c)

Fig. 6.7. Pooldiagram, frequentieresponsie en responsie op een stapvormige impuls van U_o/U voor fig. 6.4.

De stroom I_e is zodoende:

$$I_e = \frac{g_m r_\pi U_e}{r_x + r_\pi + R_s} + \frac{U_e}{R_e} + \frac{U_e}{r_x + r_\pi + R_s} \tag{6.8}$$

Voor de gezochte Thévenin-vervanging levert dit:

$$R_{2s} = \frac{U_e}{I_e} = R_e \,||\, \left[\frac{r_x + r_\pi + R_s}{\alpha_{eo} + 1}\right] \tag{6.9}$$

waarin we voor het gemak α_{eo} in plaats van $g_m r_\pi$ hebben geschreven. Het netwerk heeft dus een enkele pool bij de frequentie

$$s_b = -1/C_2 R_{2s} \tag{6.10}$$

Er zijn verschillende manieren om aan te tonen dat het netwerk van fig. 6.4b een nulpunt heeft in de overdrachtsfunctie U_o/U_i. We hebben bijvoorbeeld zojuist al laten zien dat het netwerk een pool heeft die de versterkingsfactor bij lage frequenties doet afvallen. Maar uit de configuratie blijkt dat het circuit versterking vertoont voor gelijkstroom, zodat er bij een zekere eindige (van nul verschillende) frequentie een overdrachtsfactor nul moet optreden.

Een andere manier is om te zeggen dat een nulpunt in de overdrachtsfunctie U_o/U_i

zal optreden bij een frequentie waarvoor de admittantie tussen emitter en aarde naar nul gaat, omdat het bij die frequentie niet langer mogelijk is om nog enig signaal aan de basis van de transistor toe te voeren. (Let er op dat dit alleen geldt omdat we r_μ en C_μ in dit model hebben verwaarloosd.) Op grond hiervan kunnen we de admittantievergelijking dan schrijven als:

$$G_e + s_c C_2 = 0 \tag{6.11}$$

zodat de nulwaarde optreedt bij de frequentie

$$s_c = -1/R_e C_2 \tag{6.12}$$

(De lezer kan altijd door middel van een rechtstreekse berekening van $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ de aanwezigheid en plaats van deze nul verifiëren.)

De middenfrequentversterking van dit netwerk wordt weergegeven door (6.2), zodat de volledige uitdrukking voor de spanningsversterking wordt:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{U}_i} = -A_o\left[\frac{s + 1/R_e C_2}{s + 1/R_{2s} C_2}\right] \tag{6.13}$$

Het pooldiagram en de frequentiekarakteristiek van het netwerk zijn in fig. 6.7a en b weergegeven.

De responsie van het netwerk op een stapvormige impuls kan berekend worden op de in par. 6.1 beschreven wijze. De aanvankelijke uitslag zal een amplitude A_o hebben. De tijdconstante is uit (6.9) en (6.10) te bepalen. De uiteindelijke waarde nadert niet tot nul, omdat het circuit bij frequentie nul een zekere versterking vertoont, die direct uit de configuratie van fig. 6.4b berekend kan worden door C_2 nul te stellen. Een andere manier is om uit te gaan van (6.13) en daarin s nul te stellen. In beide gevallen levert dit het resultaat:

$$\left.\frac{U_o}{U_i}\right|_{\text{gelijkstroom}} = -\frac{\alpha_{eo} R_L}{r_x + r_\pi + R_e(1 + \alpha_{eo}) + R_s} \tag{6.14}$$

In fig. 6.7c is de volledige reactie op een stapvormige impuls weergegeven.

We wijzen er terloops op dat (6.14) de versterkingsfactor voorstelt van een versterker met een niet-geshunte emitterweerstand ($C_2 = 0$). Uit vergelijking van (6.14) en (6.2) blijkt duidelijk het verlies in versterking dat zou optreden als we de emitterweerstand niet-geshunt zouden laten.

6.4 WISSELWERKING TUSSEN KOPPEL- EN SHUNTCONDENSATORS

6.4.1. *Bepaling van de overdrachtsfunctie*

Laten we nu teruggaan naar de berekening van de spanningsoverdrachtsverhouding $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ van het laagfrequent-vervangingsschema van fig. 6.3a, dat voor het gemak in

fig. 6.8 herhaald is. In de inleidende bespreking van par. 6.1 is al gebleken dat de algemene vorm van $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ wordt gegeven door:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{U}_i} = -A_o \frac{s(s - s_1)}{(s - s_2)(s - s_3)} \tag{6.15}$$

waarin s_1, s_2 en s_3 ongeveer overeenkomen met s_1, s_2 en s_3 in (6.1). Omdat we zowel C_μ als r_μ hebben verwaarloosd, komt het nulpunt bij s_1 alleen voor rekening van de condensator C_1. De beide polen daarentegen hangen beide af van C_1 én C_2.

Om nu de spanningsversterkingsfunctie in de circuitparameters uit te kunnen drukken gebruiken we de betrekking

$$\text{spanningsversterking} = (\text{stroomversterking}) \left(\frac{\text{belastingsimpedantie}}{\text{ingangsimpedantie}}\right) \tag{6.16}$$

De stroomversterking van het netwerk in fig. 6.8 is $-g_m r_\pi$, en de belastingsimpedantie is R_L. Om de ingangsimpedantie te vinden bepalen we eerst de ingangsimpedantie van de transistor alleen en voegen daaraan dan de impedantie $(R_s + 1/sC_1)$ toe. We pakken het vraagstuk op deze wijze aan om de nadruk te leggen op de transistoringangsimpedantie, een grootheid die bij veel schakelingsberekeningen een belangrijke rol speelt.

Om de waarde ervan te bepalen voeren we een aparte meting uit, waarbij een stroombron I_1 wordt aangesloten op de ingang van de transistor en de resulterende ingangsspanning U_1 wordt gemeten op de manier van fig. 6.9. We kiezen hierbij een stroombron als voeding omdat op deze wijze de spanning U die de afhankelijke bron stuurt dan meteen bekend is: $I_1 r_\pi$. De stroom door de emitterimpedantie Z_e (R_e parallel aan C_2) is $(1 + g_m r_\pi)I_1$, en de ingangsspanning $\mathbf{U}_1$ is

$$\mathbf{U}_1 = \mathbf{I}_1 \left[r_x + r_\pi + (\alpha_{eo} + 1)\, \mathbf{Z}_e\right] \tag{6.17}$$

De ingangsimpedantie van de transistor wordt zodoende:

$$\mathbf{Z}_{in} = \mathbf{U}_1/\mathbf{I}_1 = r_x + r_\pi + (\alpha_{eo} + 1) \frac{R_e}{1 + R_e C_2 s} \tag{6.18}$$

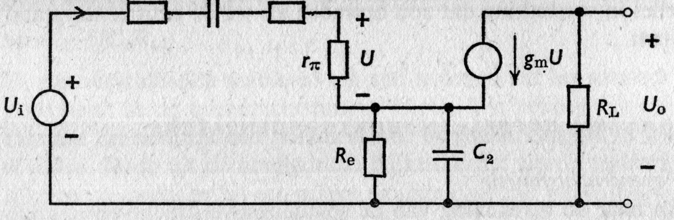


Fig. 6.8. Laagfrequent-vervangingsschema voor de versterker in fig. 6.1.

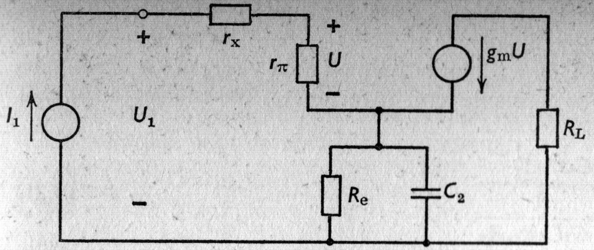


Fig. 6.9. Ingangsimpedantieberekening van de transistor.

Wij wijzen terloops op een interessant aspect van de impedantie-overdracht van een transistorschakeling zoals die in (6.9) en (6.18) tot uitdrukking komt. In (6.18) zien we dat de ingangsimpedantie van de versterker gelijk is aan $(r_x + r_\pi)$ plus de externe *emitter*-impedantie vermenigvuldigd met de factor $(\alpha_{eo} + 1)$. Uit (6.9) blijkt dat de impedantie die tussen emitter en aarde staat, buiten die van de weerstand R_e, gelijk is aan $(r_x + r_\pi)$ plus de externe impedantie tussen *basis* en aarde, alles gedeeld door dezelfde factor $(\alpha_{eo} + 1)$. Deze eigenschap van de impedantie-overdracht met een factor $(\alpha_{eo} + 1)$ is een belangrijk kenmerk van een getransistoriseerde schakeling. Berekeningen van dit type komen zo veelvuldig in analyses van schakelingen voor dat de lezer er goed aan doet om de overdrachtsberekening in detail te onthouden.

Terugkerend naar fig. 6.8 kunnen we de ingangsimpedantie van de hele schakeling als volgt schrijven:

$$\mathbf{Z} = \mathbf{U}_i/\mathbf{I}_i = r_x + r_\pi + (\alpha_{eo} + 1)\frac{R_e}{1 + R_eC_2s} + R_s + \frac{1}{sC_1} \tag{6.19}$$

Substitutie van deze waarde in (6.16) levert voor de spanningsversterkingsfactor van de schakeling in fig. 6.8:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{U}_i} = \frac{-g_m r_\pi R_L}{r_x + r_\pi + (\alpha_{eo} + 1)\dfrac{R_e}{1 + R_eC_2s} + R_s + \dfrac{1}{sC_1}}$$

$$= \frac{-A_o s(s + 1/R_eC_2)}{s^2 + \dfrac{s}{C_1(r_x + r_\pi + R_s)} + \dfrac{s}{C_2\left(R_e \,\middle\|\, \dfrac{r_x + r_\pi + R_s}{\alpha_{eo} + 1}\right)} + \dfrac{1}{C_1C_2R_e(r_x + r_\pi + R_s)}} \tag{6.20}$$

6.4.2. *Eigenfrequenties van netwerken*

Uit (6.20) blijkt wel dat de polen in de vergelijking (de eigenfrequenties van het netwerk) geen eenvoudige functies zijn van één condensator. Om de waarde van de condensators C_1 en C_2 te bepalen (teneinde een zekere waarde van de laagfrequentrespon-

sie te vinden) moeten we de wortels berekenen van de noemer in (6.20). Om de vergelijking enigszins te vereenvoudigen maken we gebruik van het feit dat de weerstandsdelen van de s-termen in feite R_{1s} en R_{2s} zijn, bekend uit onze voorgaande afleidingen in par. 6.1 en 6.2. Verder bevat de constante term de factor R_{1s}. We kunnen (6.20), met $j\omega = s$, dus schrijven als:

$$\frac{U_o}{U_i} = \frac{A_o s\,(s + 1/R_e C_2)}{s^2 + \dfrac{s}{C_1 R_{1s}} + \dfrac{s}{C_2 R_{2s}} + \dfrac{1}{C_1 C_2 R_{1s} R_e}} \tag{6.21}$$

waarin, als tevoren,

$$R_{1s} = R_s + r_x + r_\pi \tag{6.22}$$

$$R_{2s} = R_e \,||\, \left[\frac{r_x + r_\pi + R_s}{\alpha_{eo} + 1}\right] \tag{6.23}$$

Desgewenst kan men R_{1s} opvatten als de weerstand in de aansluiting van C_1 als C_2 is kortgesloten. Evenzo is R_{2s} de weerstand die C_2 ondervindt als C_1 kortgesloten is.

We willen nu de polen U_o/U_i bepalen door de wortels van de polynoom in de noemer te berekenen. We kunnen dit op verschillende manieren aanpakken. Een mogelijkheid is om de standaardformule voor de bepaling van de wortels van een vierkantsvergelijking toe te passen en dan de oplossing door middel van verantwoorde benaderingen te vereenvoudigen. Een gelukkige omstandigheid is echter dat bij veel actieve netwerken de eigenfrequenties ver uiteen liggen ten gevolge van de wisselwerking van de verschillende condensators in het netwerk. We kunnen hiervan dikwijls profijt trekken bij de oplossing van de betreffende machtsvergelijkingen. Laten we als voorbeeld nemen

$$P(s) = k(s - s_a)(s - s_b) \equiv a_o + a_1 s + a_2 s^2 \tag{6.24}$$

Bij het uitvermenigvuldigen van de termen tussen haken en vergelijking van de coëfficiënten blijkt:

$$a_o = k s_a s_b \tag{6.25}$$

$$a_1 = -k(s_a + s_b) \tag{6.26}$$

$$a_2 = k \tag{6.27}$$

Als de polen ver uiteen liggen, zodat $s_a \ll s_b$, volgt hieruit:

$$s_a \approx -a_o/a_1 \tag{6.28}$$

$$s_b \approx -a_1/a_2 \tag{6.29}$$

Deze methode om een benaderende oplossing te vinden kan ook worden uitgebreid tot veeltermen van hogere graad: de wortels komen altijd bij benadering overeen met

de verhoudingen van de aangrenzende coëfficiënten van s.

Als we deze werkwijze willen toepassen moeten we aannemen dat de polen van (6.21) ver uiteen liggen (de een bijvoorbeeld een factor 10 groter dan de ander); de voorwaarden voor de geldigheid van deze benadering komen nog ter sprake. Uit (6.28) en (6.29) volgt dan voor de wortels bij benadering:

$$s_2 \approx \frac{-a_1}{a_2} = -\frac{1}{C_1R_{1s}} - \frac{1}{C_2R_{2s}} \tag{6.30}$$

$$s_3 \approx -\frac{a_o}{a} = -\frac{1}{C_1R_{1s}(R_e/R_{2s}) + C_2R_e} \tag{6.31}$$

De voorwaarde dat $s_2 > 10s_3$ is te schrijven als

$$\left[\frac{C_1R_{1s}}{C_2R_{2s}} + 2 + \frac{C_2R_{2s}}{C_1R_{1s}}\right]\frac{R_e}{R_{2s}} > 10 \tag{6.32}$$

De term tussen de vierkante haken, van de vorm $x + 2 + 1/x$, heeft een minimumwaarde van 4, en als we deze kleinst mogelijke waarde aanhouden (wat voor deze berekening de meest pessimistische schatting is), wordt (6.32) vereenvoudigd tot:

$$R_e/R_{2s} > 2{,}5 \tag{6.33}$$

Substitutie van R_{2s} uit (6.23) levert:

$$\frac{R_s + r_x + r_\pi + (\alpha_{eo} + 1)R_e}{R_s + r_x + r_\pi} > 2{,}5 \tag{6.34}$$

een voorwaarde waaraan in de regel wordt voldaan als gevolg van andere eisen waaraan de weerstandswaarden zijn onderworpen, tenzij natuurlijk R_s groot is.

Mits aan de voorwaarde van (6.33) is voldaan, weten we nu de plaats van de eigenfrequenties van het netwerk. Voor $(R_e/R_{2s}) > 2{,}5$ levert (6.30) de juiste waarde van de hoogste pool met een afwijking van minder dan 10%, hetgeen gemakkelijk geverifieerd kan worden aan de hand van (6.26) en (6.27).Omdat deze pool het belangrijkst is voor de bepaling van de -3dB-frequentie wordt het meestal de *dominante* eigenfrequentie genoemd. (Onder de -3dB-*frequentie* of *afsnijfrequentie* verstaan we de frequentie waarbij de grootte van de versterkingsfactor gereduceerd is tot $1/\sqrt{2} = 0{,}707$ maal de middelste frequentiewaarde. Men spreekt in dit verband ook van het 3dB-punt.) De afwijking van de waarde die (6.31) levert voor de laagste, de niet-dominante pool, is eveneens minder dan 10% [(zie (6.25) en (6.26)].

6.4.3. *De bepaling van condensatorwaarden voor* $R_e/R_{2s} > 2{,}5$

We zijn nu in staat om de waarden van de koppel- en shuntcondensator te bepalen die nodig zijn om een gegeven laagfrequentresponsie te bereiken. Als $(R_e/R_{2s}) > 2{,}5$ weten we dat de polen van $\mathbf{U_oU_i}$ tenminste een factor 10 uiteen liggen. In dat geval bepaalt

pool s_2 de laagfrequent afsnijwaarde, zodat we C_1 en C_2 in (6.30) zo kiezen dat $|s_2| \approx \omega_e$, waarin ω_e het gewenste laagfrequent -3dB-punt is, uitgedrukt in radialen.

We zijn dan nog steeds volkomen vrij in de keuze van hetzij C_1, hetzij C_2. Om een idee te geven van de beste manier om deze waarden te kiezen willen we C_1 en C_2 om te beginnen zo instellen dat:

$$C_1 R_{1s} = C_2 R_{2s} \tag{6.35}$$

in welk geval de twee kortsluittijdconstanten gelijk zijn. Onder deze omstandigheden worden (6.30) en (6.31) vereenvoudigd tot:

$$s_2 \approx -\frac{2}{C_1 R_{1s}} = -\frac{2}{C_2 R_{2s}} \tag{6.36}$$

voor de dominante pool en:

$$s_3 \approx -\frac{1}{2 C_2 R_e} \tag{6.37}$$

voor de niet-dominante pool.

Een heel andere mogelijkheid is om één kortsluittijdconstante veel groter te maken dan de andere door bijvoorbeeld $C_2 = \infty$ te stellen. Uit (6.30) blijkt dat condensator C_1 onder deze omstandigheden slechts een factor 2 lager wordt dan de waarde die uit (6.36) volgt voor het ontwerp met gelijke tijdconstanten.

6.4.4. *Een voorbeeld*

Het tegen elkaar afwegen van de beide condensatorwaarden kan het best geïllustreerd worden aan de hand van een uitgewerkt voorbeeld. Stel dat we de waarden van C_1 en C_2 zodanig willen instellen dat de responsie van de versterker in fig. 6.1 bij 100 Hz is gedaald tot $1/\sqrt{2}A_o$. We nemen aan dat versterkings- en voorspanningsberekeningen de volgende waarden van g_m en de verschillende weerstanden in de schakeling hebben opgeleverd:

$R_L = 910\ \Omega$ $\qquad r_x = 100\ \Omega$
$R_s = 1\ k\Omega$ $\qquad r_\pi = 400\ \Omega$
$R_e = 300\ \Omega$ $\qquad g_m = 0{,}1\ S$

Uit (6.22), (6.23) en (6.33) vinden we dat:

$R_{1s} = 1{,}5\ k\Omega$ $\qquad R_e/R_{2s} = 300/32{,}5 = 9{,}2$
$R_{2s} = 32{,}5\ \Omega$

Omdat $R_e/R_{2s} > 2{,}5$ kunnen we de beide condensatorwaarden in het ontwerp met de gelijke tijdconstanten uit (6.36) bepalen met behulp van:

$$|s_2| \approx \omega_{e1} = (2\pi)(100) = 628$$

Het resultaat is dan:

$$C_1 = \frac{2}{\omega_1 R_{1s}} = \frac{2}{(2\pi)(100)(1500)} = 2{,}12\ \mu\text{F}$$

$$C_2 = \frac{2}{\omega_1 R_{2s}} = \frac{2}{(2\pi)(100)(32{,}5)} = 98\ \mu\text{F}$$

Nemen we (6.30) in plaats van (6.36) om C_1 en C_2 te bepalen, dan levert dit de volgende tabel van mogelijke condensatorwaarden:

ontwerp	1	2	3	4	5
C_1 (μF)	∞	4,2	2,1	1,5	1,05
C_2 (μF)	49	65	98	167	∞

De uiteindelijke keuze van de waarden hangt af van een groot aantal factoren, waaronder de kostprijsverhoudingen van condensators met sterk uiteenlopende nominale capaciteiten, maar het ontwerp met gelijke tijdconstanten (ontwerp no. 3) is zeker geen onredelijke keuze.

Op basis van ontwerp 3 vinden we voor de niet-dominante pool volgens (6.37):

$$s_3 = -\frac{1}{(2)(98\cdot 10^{-6})(300)} = -17\ \text{s}^{-1}$$

Het nulpunt in de overdracht ten gevolge van de emittershuntcondensator ligt bij de frequentie:

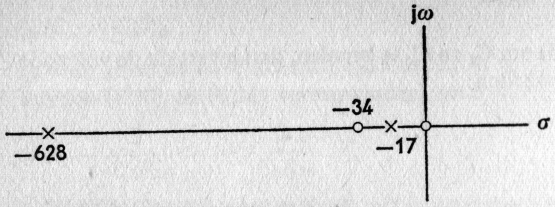
$$s_1 = -\frac{1}{C_2 R_e} = -\frac{1}{(98\cdot 10^{-6})(3\cdot 10^2)} = -34\ \text{s}^{-1}$$

In fig. 6.10 zijn het pooldiagram, de frequentieresponsie en de reactie op een stapvormige impuls in beeld gebracht. De resulterende frequentieresponsie is beter dan in feite vereist was, maar het verschil is niet zo groot dat het de moeite waard is om het ontwerp te herzien. Fig. 6.5 en 6.7 zijn uitgezet voor dezelfde numerieke waarden die in dit voorbeeld zijn gebruikt, om een gemakkelijke vergelijking van de drie resultaten mogelijk te maken, te weten met alleen koppelcondensator, met alleen emittershuntcondensator en met beide condensators in de schakeling.

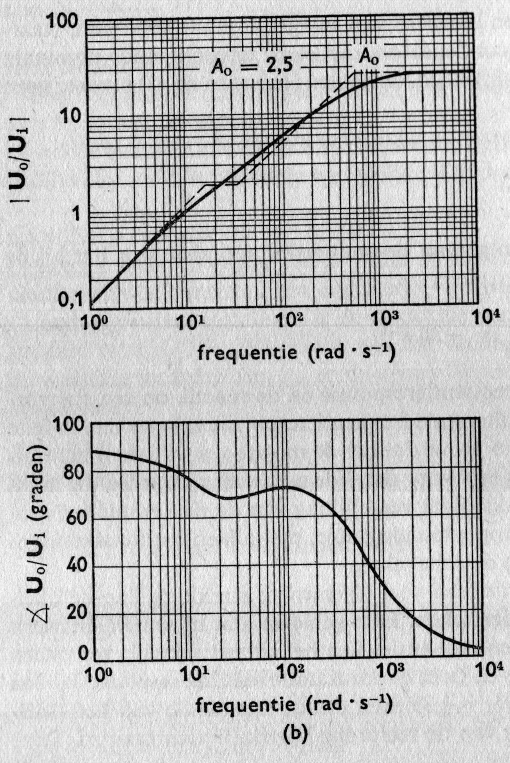
De resultaten van deze paragraaf zijn van veel algemenere strekking dan de afleiding de lezer wellicht zou doen veronderstellen. Er is gebleken dat in een *RC*-netwerk met meer dan één condensator de eigenfrequenties van het circuit dikwijls ver uiteen liggen ten gevolge van de interactie van de twee condensators, met het resultaat dat één eigenfrequentie sterk domineert. Verder is gebleken dat de frequentie van het -3dB-punt kan worden benaderd als de som van de reciproke kortsluittijdconstanten. Deze

beide aspecten gelden voor een zeer uitgebreide groep *RC*-netwerken; het valt echter buiten het bestek van dit boek om hier nader op in te gaan.

6.4.5. *Bepaling van de condensatorwaarden in het geval van een grote bronweerstand*
Als de bronweerstand groot wordt nadert R_{1s} tot R_s, en R_{2s} tot R_e. Onder deze om-



(a)



(b)

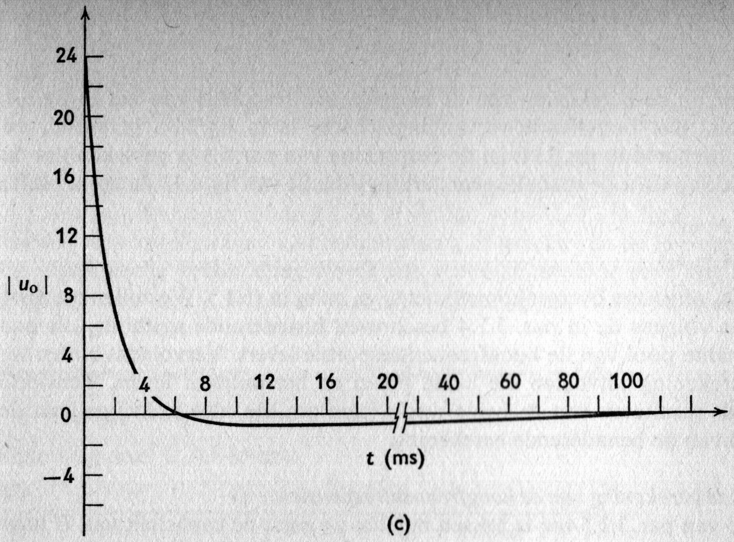


Fig. 6.10. Resultaten van het ontwerpvoorbeeld: a. pooldiagram; b. grootte en fase uitgezet tegen ω; c. responsie op een stapvormige impuls.

standigheden wordt de noemer in (6.21):

$$p(s) = s^2 + \frac{s}{C_1R_s} + \frac{s}{C_2R_e} + \frac{1}{C_1C_2R_sR_e} \tag{6.38}$$

Het is gemakkelijk in te zien dat dit de volgende wortels levert:

$$s_2 = -1/C_1R_{1s} \tag{6.39}$$

$$s_3 = -1/C_2R_e \tag{6.40}$$

Door R_s groot te maken hebben we in feite de beide condensators 'ontkoppeld', zodat elk ervan apart behandeld mag worden. Verrassend genoeg blijkt toch dezelfde vergelijking te gelden voor de bepaling van C_1 en C_2, namelijk:

$$C_1R_{1s} = C_2R_{2s} = 2/\omega_1 \tag{6.41}$$

In dit geval zullen de beide eigenfrequenties identiek zijn en de overdrachtsfunctie zal een pool van de tweede graad hebben.

6.5.1. *Inleiding*

We gaan nu over op de berekening van de hoogfrequentresponsie van het in fig. 6.1 afgebeelde circuit. Het betreffende vervangingsschema is in fig. 6.3b getekend, en voor het gemak herhaald in fig. 6.11. In de bespreking van par. 6.1 is gebleken dat de volledige uitdrukking voor de spanningsversterkingsfunctie van fig. 6.11 de vorm heeft:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{U}_i} = \frac{-A_o(s - s_4)}{(s - s_5)(s - s_6)} \tag{6.42}$$

waarin s_4, s_5 en s_6 ongeveer overeenkomen met s_4, s_5 en s_6 in (6.1.). We zullen nu eerst $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ berekenen volgens de in par. 3.1.4 beschreven benaderende methode, die ons alleen de dominante pool van de hoogfrequentresponsie levert. Vervolgens zullen we een exactere berekening uitvoeren die beide polen en het nulpunt levert. Tenslotte vergelijken we de resultaten van de beide werkwijzen om een idee te krijgen van de nauwkeurigheid van de benaderende berekening.

6.5.2. *Benaderende berekening van de hoogfrequentresponsie*

Om de methode van par. 3.1.5 toe te passen moeten we eerst de capaciteit van U naar de aarde in het vervangingsschema bepalen, en wel met behulp van (3.16):

$$C_t = C_\pi + C_\mu (1 + g_m R_L) \tag{6.43}$$

De weerstand die C_t ondervindt is volgens fig. 6.11:

$$R_t = r_\pi \,||\, (r_x + R_s) \tag{6.44}$$

waaruit voor de benaderende spanningsversterkingsfunctie volgt:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{U}_i} = \frac{-A_o}{1 + sC_tR_t} = \frac{-A_o}{1 + s[r_\pi \,||\, (r_x + R_s)][C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_L)]} \tag{6.45}$$

In fig. 6.12 zijn de absolute grootte en de fase uitgezet, zoals die volgen uit (6.12) en de in par. 6.4.4 gegeven numerieke waarden, aangevuld met $C_\pi = 100$ pF en $C_\mu = 5$ pF. De frequenties $\omega_{\alpha e}$ en ω_T zijn in de grafieken aangegeven om als referentiepunten te

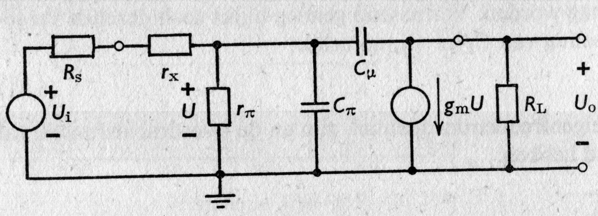


Fig. 6.11. Hoogfrequent-vervangingsschema voor de versterker in fig. 6.1.

dienen. Verder is de frequentie ω_h aangegeven, die we later in dit hoofdstuk zullen gebruiken, gedefinieerd als de waarde waarvoor $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ gedaald is tot $1/\sqrt{2}\,A_o$, waarin:

$$\omega_h = \frac{1}{R_t C_t} = \frac{1}{R_t[C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_L)]} \tag{6.46}$$

6.5.3. *Een nauwkeurigere berekening van de hoogfrequentresponsie*

Om een nauwkeurigere uitdrukking te vinden voor $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ in fig. 6.11, schrijven we de knooppuntsvergelijkingen van de schakeling in termen van de knooppunten $\mathbf{U}$ en $\mathbf{U}_o$. De algebraïsche behandeling wordt iets eenvoudiger door eerst het Norton-vervangingsschema van U_i, R_s, r_x en r_π op te stellen, op de wijze van fig. 6.13. De knooppuntsvergelijkingen worden hierdoor:

$$[G_t + s(C_\pi + C_\mu)]\mathbf{U} - sC_\mu\mathbf{U}_o = \mathbf{U}_i/(R_s + r_x) \tag{6.47}$$

$$(g_m - sC_\mu)\,\mathbf{U} + (G_L + sC_\mu)\mathbf{U}_o = 0 \tag{6.48}$$

Oplossing naar $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ levert:

$$\frac{\mathbf{U}_o}{\mathbf{U}_i} = \frac{(-g_m - sC_\mu)/(R_s + r_x)}{G_t G_L + s[G_t C_\mu + G_L(C_\pi + C_\mu) + g_m C_\mu] + s^2 C_\mu C_\pi} \tag{6.49}$$

Deze vergelijking heeft de basisvorm van (6.42). Dat wil zeggen, hij levert een overdracht nul voor de situatie waarbij het signaal dat C_μ in de voorwaartsrichting levert dat van de g_m-generator in de voorwaartsrichting precies opheft, en twee polen die voor rekening komen van de beide onafhankelijke ladingverzamelende elementen. We zullen aantonen dat (6.49) één dominante pool heeft, in die zin dat de tweede pool en het nulpunt bij een veel grotere waarde van s optreden, waardoor de eerste pool de dominante factor wordt ten aanzien van het gedrag van de schakeling in het frequentiegebied waar het ons hier om gaat.

Om uit (6.49) de polen van $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ op te lossen stellen we de noemer ervan op nul en vermenigvuldigen dan met $R_t R_L$:

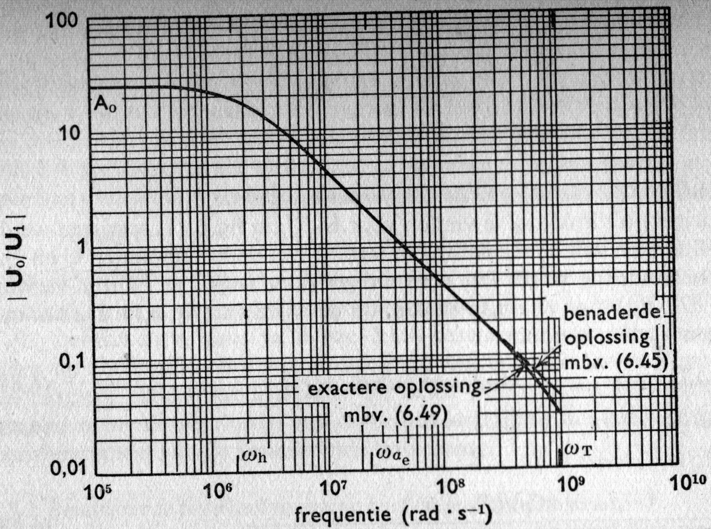
$$1 + s[R_L C_\mu (1 + g_m R_t) + R_t(C_\pi + C_\mu)] + s^2 R_t R_L C_\mu C_\pi = 0 \tag{6.50}$$

Voor de meeste transistorschakelingen zal $g_m R_t$ veel groter zijn dan 1, doordat volgens (6.44) R_t niet meer dan een factor 2 à 3 verschilt van r_π voor bronweerstanden van de orde van r_π, en $g_m r_\pi \equiv \alpha_{eo} \gg 1$. Op grond hiervan mogen we de 1 in de $sC_\mu R_L (1 + g_m R_t)$-term verwaarlozen. (6.50) wordt op deze wijze vereenvoudigd tot:

$$1 + sR_t[C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_L)] + s^2 R_t R_L C_\pi C_\mu = 0 \tag{6.51}$$

De coëfficiënt van de s-term in (6.51) is $1/\omega_h$ [zie (6.46)]. We kunnen (6.51) dus eenvoudiger schrijven als:

$$1 + s/\omega_h + s^2 R_t R_L C_\pi C_\mu = 0 \tag{6.52}$$



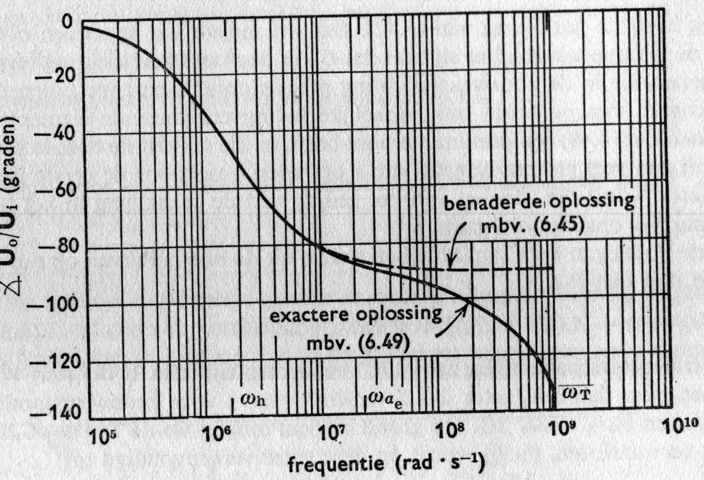


Fig. 6.12. Grootte en fase van benaderende $\mathbf{U_o/U_i}$ volgens (6.45), en nauwkeurigere $\mathbf{U_o/U_i}$ volgens (6.49).

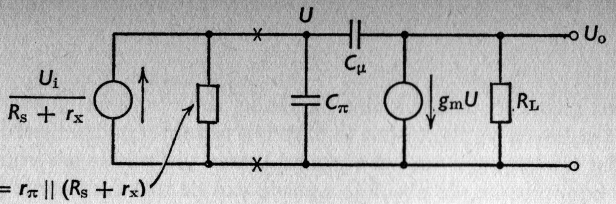


Fig. 6.13. Hoogfrequent-vervangingsschema met equivalente Norton-vervanging als ingangskring.

Om de wortels van (6.52) te vinden zullen we de in par. 6.4.2 beschreven methode volgen. We nemen aan dat de wortels ver uiteen liggen en zodoende bepaald kunnen worden met behulp van (6.28) en (6.29):

$$s_5 \approx -\frac{a_0}{a_1} = -\omega_h = -\frac{1}{R_t[C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_L)]} \tag{6.53}$$

$$s_6 \approx -\frac{a_1}{a_2} = \frac{-1}{\omega_h R_t R_L C_\pi C_\mu} \tag{6.54}$$

Merk op dat de dominante eigenfrequentie s_5 precies dezelfde is als die welke berekend werd door middel van de benaderende methode van par. 6.5.2. De globale plaats van s_6 kan gevonden worden uit (6.54) door substitutie van ω_h uit (6.46):

$$s_6 = -\frac{C_\pi + C_\mu(1 + g_m R_L)}{R_L C_\pi C_\mu} = -\frac{g_m + (C_\pi + C_\mu)/R_L C_\mu}{C_\pi} \tag{6.55}$$

Omdat $\omega_T = g_m/(C_\pi + C_\mu)$ concluderen we dat de niet-dominante eigenfrequentie s_6 altijd een grotere absolute waarde heeft dan ω_T.

Uit een beschouwing van (6.49) blijkt dat de waarde van de nul-s_4 wordt gegeven door:

$$s_4 = g_m/C_\mu \tag{6.56}$$

een nulpunt in de rechter vlakhelft dat altijd een veel grotere absolute waarde heeft dan ω_T.

Om na te gaan of deze uitkomsten verenigbaar zijn met de veronderstelling dat de wortels ver uiteen liggen, moeten we s_6 vergelijken met s_5. Hierboven is reeds aangetoond dat de minimale absolute grootte van s_6 wordt gegeven door $\omega_T = g_m/(C_\pi + C_\mu)$, een waarde die optreedt bij grote R_L. Onder deze omstandigheden blijkt uit (6.53) duidelijk dat s_5 klein moet zijn, zelfs veel kleiner dan ω_T. Bij een brede-bandontwerp kan het voorkomen dat we s_5 juist een zo groot mogelijke waarde willen geven. Uit (6.53) volgt dat de maximale absolute grootte van s_5 wordt gegeven door

$$\left| s_5 \right|_{max} = \frac{g_x + g_\pi}{C_\pi + C_\mu} \qquad (6.57)$$

hetgeen neerkomt op een kleine R_L en een kleine R_s. Onder deze omstandigheden zal s_6 zeer groot zijn, zelfs ver boven ω_T liggen [zie (6.55)]. Uit een meer gedetailleerd onderzoek blijkt verder dat ten gevolge van het verband tussen uitdrukkingen voor de versterking en voor de bandbreedte, de absolute waarde van de niet-dominante pool s_6 bij de meeste ontwerpen een factor 10 of meer groter zal zijn dan die van de dominante pool s_5. Dit betekent dat ons gebruik van (6.28) en (6.29) om de wortels te bepalen zeker verantwoord is.

De conclusie is dat het netwerk van fig. 6.11 *een dominante eigenfrequentie* $-\omega_h$ heeft, dezelfde waarde die we vonden met behulp van de vereenvoudigde analyse in par. 6.5.2, en één niet-dominante eigenfrequentie bij een veel hogere frequentie, zelfs boven ω_T. De spanningsoverdrachtsfunctie van het netwerk heeft één nulpunt dat ver boven ω_T ligt. De in par. 3.1 en 6.5.2 gegeven vereenvoudigde analyse, waarbij de niet-dominante eigenfrequentie en het nulpunt van de overdrachtsfunctie impliciet buiten beschouwing zijn gelaten, moet derhalve aanvaardbare resultaten leveren tot ongeveer $\omega_T/5$. Bij deze frequentie draagt de niet-dominante pool nog slechts in verwaarloosbare mate bij tot de absolute grootte van de responsie, terwijl de faseverschuiving die erdoor wordt veroorzaakt mogelijk 10° is. Bij $\omega_T/5$ zal het nulpunt geen invloed van betekenis uitoefenen op de amplitude en de fase. Deze conclusies worden bevestigd door fig. 6.12, waarin de absolute grootte en fase van $\mathbf{U}_o/\mathbf{U}_i$ zijn uitgezet, zowel volgens (6.45) als volgens (6.49).

6.5.4. *De invloed van R_s en R_L op de hoogfrequentresponsie*

De opgave om een transistorversterker te ontwerpen met een voorgeschreven hoogfrequentresponsie, is veel minder welomlijnd dan in het geval van een laagfrequentontwerp, omdat we in dit geval veel van de parameters in de vergelijkingen niet direct in de hand hebben. Het is echter duidelijk dat we het doel al halverwege genaderd zijn als we eerst een transistor uitzoeken met waarden van f_T en C_{ob} die verenigbaar zijn met de gewenste hoogfrequentresponsie. Staat de transistorkeuze eenmaal vast, dan volgt uit (6.46) dat de hoogfrequentresponsie tot op zekere hoogte geregeld kan worden door de bron- en belastingsweerstanden R_s en R_L te variëren. Een verlaging van R_s verbetert de frequentieresponsie tot op zekere hoogte, maar als R_s tot enkele honderden ohm daalt, blijkt uit (6.46) en (6.44) dat de bandbreedte dan volkomen afhankelijk wordt van r_x. Onder deze omstandigheden worden bandbreedteberekeningen uiterst onbetrouwbaar. We hebben er al in hfdst. 3 op gewezen dat de invoering van één geconcentreerde weerstand r_x om alle transversale spanningsvallen in de basis voor te stellen, wel de grofste benadering bij de afleiding van het hybride-π-model vormt. Als R_s klein is kan men dan ook alleen betrouwbare berekeningen van de bandbreedte opstellen door een nauwkeuriger bepaling van de ingangsimpedantie te maken.

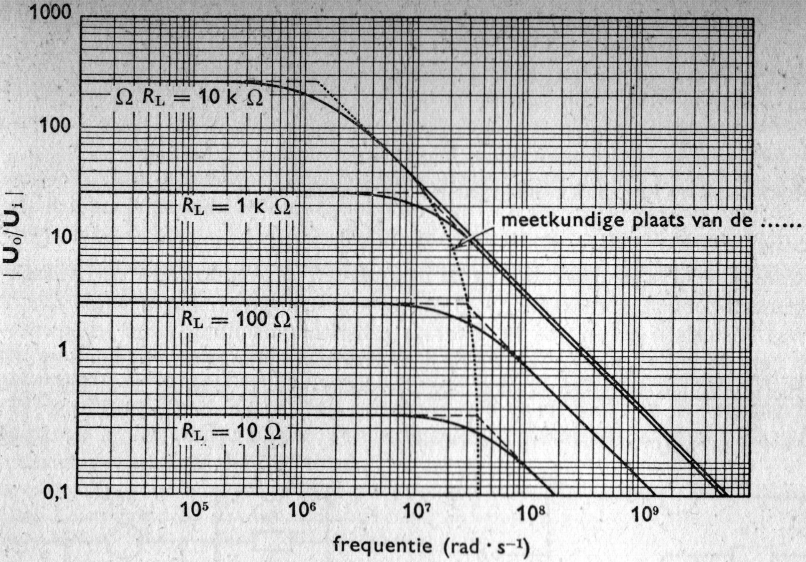


Fig. 6.14. Hoogfrequentresponsie voor uiteenlopende waarden van de belastingsweerstand R_L.

Een verlaging van R_L verbetert eveneens de bandbreedte in zekere mate, doordat de versterkingsfactor lager wordt, waardoor de invloed van C_μ terugloopt. De verlaging van de versterkingsfactor gaat helaas niet gepaard met een evenredige toeneming van de bandbreedte, behalve in extreme ontwerpen waarin de C_μ-term in C_t overheerst. Dit is weergegeven in fig. 6.14, waarin de frequentieresponsie van de versterker uitgezet is voor vier R_L-waarden. Als de versterkingsfactor aanvankelijk groot is, veroorzaakt een verlaging van R_L een daling ervan, waarbij de bandbreedte in bijna gelijke mate toeneemt vanwege de verlaging van de C_μ-term in C_t. De hoogfrequentasymptoten voor $R_L = 10\ k\Omega$ en $R_L = 1\ k\Omega$ liggen zodoende vrij dicht bijeen. Wordt R_L echter nog verder verlaagd, dan blijft de versterkingsfactor dalen maar de bandbreedte neemt dan maar weinig toe. Als we een kromme trekken door de vier afbuigfrequenties in deze figuur, waardoor we de meetkundige plaats van de afbuigfrequenties bij variërende R_L krijgen, is duidelijk te zien dat we op een gegeven ogenblik een punt bereiken waarbij een verdere verlaging van R_L geen verdere toeneming van de bandbreedte met zich meebrengt. Als de zo verkregen bandbreedte nog steeds onvoldoende is moeten we ofwel een andere transistor met betere eigenschappen kiezen, of op een verder uitgewerkte schakeling overgaan.

7. MODELLEN EN EIGENSCHAPPEN VAN DE GEMEENSCHAPPELIJKE-BASIS- EN GEMEENSCHAPPELIJKE-COLLECTORCONFIGURATIES

7.1. DE GEMEENSCHAPPELIJKE-BASISCONFIGURATIE

7.1.1. *Inleiding*

Als een transistor zo is aangesloten dat de ingangs- en uitgangskringen de basisaansluiting gemeen hebben, spreekt men van een *gemeenschappelijke-basisconfiguratie* of *-aansluiting*. Historisch gezien was dit de eerste transistoraansluiting, maar tegenwoordig wordt deze veel minder gebruikt dan de gemeenschappelijke-emitteraansluiting; de redenen hiervan zullen duidelijk worden wanneer we in detail ingaan op de eigenschap-

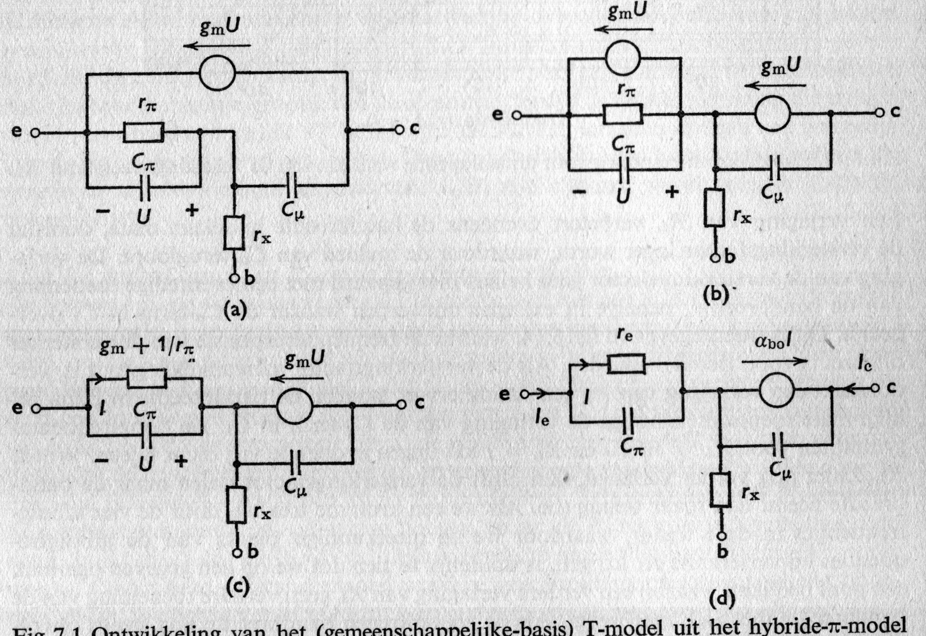


Fig. 7.1. Ontwikkeling van het (gemeenschappelijke-basis) T-model uit het hybride-π-model zonder basisdiktemodulatie: a. het hybride-π-model in de gemeenschappelijke-basisvorm; b. het model waarin de $g_m U$-generator nu is vervangen door twee in serie verbonden generators; c. het model waarin nu een $g_m U$-generator is vervangen door een geleidingselement (conductief element, conductantie); d. T-model voor de gemeenschappelijke-basisaansluiting.

pen van de schakeling.

Het hybride-π-model is ook een nauwkeurige voorstelling van het differentiële gedrag van een transistor in de gemeenschappelijke-basisaansluiting. Het model is voor dit doel echter onpraktisch omdat de $g_m U$-generator tussen de ingangs- en uitgangsklemmen staat. In het belangrijke speciale geval dat de *basisdiktemodulatie verwaarloosbaar* is, kunnen we het hybride-π-model in een equivalente vorm gieten die praktischer is voor gemeenschappelijke-basisberekeningen. In fig. 7.1 zijn de vier stadia van deze transformatie in beeld gebracht. Fig. 7.1a geeft het bekende hybride-π-model weer waarin echter r_o en r_μ, die alleen optreden ten gevolge van basisdiktemodulatie, zijn weggelaten. In fig. 7.1b is de $g_m U$-generator vervangen door twee in serie verbonden generators; deze verandering heeft geen invloed op de stromen en spanningen. De linker $g_m U$-generator levert een stroom welke evenredig is met de spanning die erover staat. Dit betekent dat we hem mogen vervangen door een conductantie, die dan gecombineerd kan worden met r_π, op de wijze van fig. 7.1c. De stroom die de rechter $g_m U$-generator levert is uiteraard evenredig met de stroom I in de vervangende conductantie bij de emitter. Deze evenredigheid is benadrukt in fig. 7.1d, waarin de volgende parameters zijn ingevoerd:

$$r_e = \frac{1}{g_m + 1/r_\pi} \approx \frac{1}{g_m} = \frac{kT}{e\,|\,I_C\,|} \tag{7.1a}$$

$$\alpha_{bo} = \frac{g_m}{g_m + 1/r_\pi} \approx 1 \tag{7.1b}$$

Het aldus verkregen model, dat in fig. 7.1d is afgebeeld, wordt meestal het *(gemeenschappelijke-basis-)* T-*model* genoemd.

7.1.2. *Interpretatie van het* T-*model*

De herkomst en de interpretatie van de verschillende elementen in dit model is gemakkelijk in verband te brengen met de fysische verschijnselen die zich in de transistor afspelen als deze zich in het actieve gebied bevindt, dat wil zeggen bij doorlaatvoorspanning over de emitter- en tegenvoorspanning over de collectorjunctie. De weerstand r_e, die meestal de *emitterweerstand* wordt genoemd, beschrijft het differentiële verband tussen de spanning over de emitter-basisjunctie en de emitterstroom. De *basisweerstand* r_x stelt de invloed voor van de transversale spanningsvallen binnen het basisgebied die door de basisstroom worden veroorzaakt. De coëfficiënt α_{bo}, die men meestal de *kortsluitstroomversterking van de gemeenschappelijke-basisaansluiting voor lage frequenties* noemt, brengt het feit in rekening dat de differentiële collectorstroom bijna even groot is als de differentiële emitterstroom ten gevolge van het transport van minderheidsdragers door de basis. Dat wil zeggen, de collectorstroom die het gevolg is van minderheidsinjectie uit de emitter in de basis en het transport van de minderheidsdragers naar de andere kant van het basisgebied. Bijna de hele emitterstroom houdt verband met

minderheidsinjectie in de basis, en vrijwel alle in de basis geïnjecteerde ladingdragers bereiken de collectorjunctie zonder onderweg door recombinatie te worden uitgeschakeld. De coëfficiënt α_{bo} is zodoende bijna 1. De meeste transistors hebben π_{bo}'s in het gebied tussen 0,9 en 0,995. De capaciteit C_μ tenslotte is de ruimteladingscapaciteit van de collectorjunctie, waar een tegenvoorspanning over staat.

Het T-model geeft geen rekenschap van de gevolgen van basisdiktemodulatie die het gevolg zijn van signaalvariaties in de collector-basisspanning. Verder is het *niet* mogelijk om het model zo uit te breiden dat de gevolgen van deze basisdiktemodulatie op een eenvoudige manier in rekening worden gebracht, behalve in het betrekkelijk oninteressante geval van lage frequenties ($\omega \ll \omega_{\alpha e}$). Dit brengt met zich mee dat het gemeenschappelijke-basis-T-model betrekkelijk onnauwkeurig is als de spanningsversterking voldoende groot is om een verandering van betekenis in de basisdikte te veroorzaken. Bij de meeste transistors wordt deze grens bereikt bij een spanningsversterking U_{cb}/U_{eb} omstreeks 10^3.

7.1.3. *De stroomversterking van de gemeenschappelijke-basisschakeling*

De differentiële stroomversterking I_c/I_e van het T-model is alleen bij lage frequenties gelijk aan $-\alpha_{bo}$. Naarmate de frequentie toeneemt wordt de stroom I in r_e tot beneden de klemstroom I_e verlaagd doordat er stroom door C_π gaat vloeien, waardoor de absolute waarde van I_c/I_e beneden de waarde van α_{bo} komt te liggen. Uit een analyse van het T-model blijkt dat de stroomversterking $\mathbf{I}_c/\mathbf{I}_e$, die we met $-\boldsymbol{\alpha}_b$ aanduiden, wordt gegeven door:

$$\frac{\mathbf{I}_e}{\mathbf{I}_e} = -\boldsymbol{\alpha}_b = \frac{-\alpha_{bo}}{1 + j(\omega/\omega_{\alpha b})} \tag{7.2}$$

waarin de ombuigfrequentie $\omega_{\alpha b}$ is:

$$\omega_{\alpha b} = 1/r_e C_\pi \tag{7.3}$$

Aangezien $r_e \approx 1/g_m$, is de frequentie $\omega_{\alpha b}$ bij benadering gelijk aan de frequentie ω_T [zie (3.37)]:

$$\omega_T = \frac{g_m}{C_\pi + C_\mu} \tag{7.4}$$

waarbij de absolute grootte van de kortsluitstroomversterking in de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie van het hybride-π-model tot 1 is teruggelopen.

Uit deze resultaten blijkt duidelijk dat de absolute grootte van $\boldsymbol{\alpha}_b$ niet veel kleiner is dan $\boldsymbol{\alpha}_{bo}$, zelfs voor frequenties die ω_T benaderen, waarbij geen van beide modellen nog nauwkeurig is en men er dan ook niet veel meer aan heeft. Het is niettemin noodzakelijk om de frequentieafhankelijkheid van $\boldsymbol{\alpha}_b$ in het T-model op te nemen omdat de basisstroom, en daarmee de spanningsval over r_x, niet wordt bepaald door $\boldsymbol{\alpha}_b$ maar door $(1-\boldsymbol{\alpha}_b)$. Ofschoon de absolute grootte van $\boldsymbol{\alpha}_b$ bij stijging van de frequentie niet veel

verandering ondergaat, betekent het feit dat α_{bo} bijna 1 is en de fase ervan met de frequentie verloopt, dat de overeenkomstige relatieve verandering in $|\ 1-\alpha_b\ |$ enorm groot kan zijn.

7.1.4. *Een alternatieve vorm van het gemeenschappelijke-basismodel*

Het T-model van fig. 7.1 kan gemodificeerd worden om een model te leveren dat voor sommige toepassingen van deze configuratie handiger is, en wel door gebruik te maken van het feit dat de basisstroom een component bevat (de stroom in C_π) die 90° faseverschil vertoont met de emitterstroom. De overeenkomstige component van de spanningsval over r_x vertoont een faseverschil van 90° met I_e en kan zodoende worden voorgesteld door een zelfinductie, zoals in fig. 7.2 is getekend. Dit is een benaderend model omdat de spanningsval over r_x ten gevolge van de stroom in C_μ er niet precies door wordt voorgesteld. C_μ immers staat tussen collector- en basisaansluiting, in plaats van tussen de collector en de onbereikbare 'inwendige' basisaansluiting, op de manier van fig. 7.1. Het model van fig. 7.2 houdt daardoor geen rekening met de terugkoppeling door C_μ, al wordt de belasting van de uitgang (collectoraansluiting) door C_μ wel verdisconteerd.

7.1.5. *Vergelijking met de gemeenschappelijke-emitteraansluiting*

Op grond van beide gemeenschappelijke-basismodellen blijkt dat de kortsluitingsgangsweerstand van de gemeenschappelijke-basisaansluiting voor zeer lage frequenties wordt gegeven door:

$$h_{ib} = r_e + r_x(1 - \alpha_{bo}) \tag{7.5}$$

De overeenkomstige ingangsweerstand van de gemeenschappelijke-emitteraansluiting is:

$$h_{ie} = r_x + r_\pi = r_x + \alpha_{eo}/g_m \tag{7.6}$$

Er geldt echter $1/g_m \approx r_e$, zodat:

$$h_{ie} = r_x + \alpha_{eo} r_e \approx \alpha_{eo} h_{ib} \tag{7.7}$$

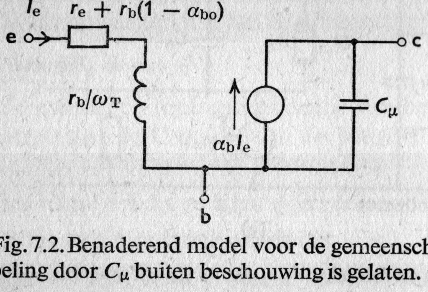


Fig. 7.2. Benaderend model voor de gemeenschappelijke-basisaansluiting, waarin de terugkoppeling door C_μ buiten beschouwing is gelaten.

De ingangsweerstand van de gemeenschappelijke-basisaansluiting is dus ongeveer $1/\alpha_{eo}$ maal die van dezelfde transistor in de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie bij dezelfde instelling van het werkpunt. Verder blijkt uit (7.2) dat de stroomversterking van de gemeenschappelijke-basisconfiguratie altijd minder is dan 1. Doordat het T-model geen rekenschap geeft van de gevolgen van basisdiktemodulatie is het in feite onmogelijk om zinvolle vergelijkingen te maken ten aanzien van de versterking in de omkeerrichting of de uitgangsadmittantie.

Het voornaamste nadeel van de gemeenschappelijke-basisconfiguratie is dat de spannings- en de vermogensversterking van een reeks in cascade geschakelde gemeenschappelijke-basistrappen nooit groter zijn dan 1, tenzij men transformators als koppelelementen gebruikt. De oorzaak van deze beperking is gelegen in de enorme misaanpassing tussen de uitgangsimpedantie van de ene trap en de ingangsimpedantie van de volgende. Gemeenschappelijke-basisaansluitingen zijn echter wel nuttig voor sommige toepassingen die ofwel een grote uitgangsspanningszwaai ofwel een hoge uitgangsimpedantie vereisen.

7.2. DE GEMEENSCHAPPELIJKE-COLLECTORCONFIGURATIE

7.2.1. *Schakelingsmodellen*

In de gemeenschappelijke-collectoraansluiting, fig. 7.3a, wordt het ingangssignaal toegevoegd aan de basisaansluiting van de transistor, en het uitgangssignaal afgenomen van de emitteraansluiting, waarbij ingangs- en uitgangskringen de collectoraansluiting gemeen hebben. In fig. 7.3b is een aangepaste versie van het hybride-π-model getekend; ook in dit geval levert het model een nuttig uitgangspunt voor de bespreking van andere modellen die voor deze configuratie kunnen worden opgesteld. Let er op dat C_μ en r_μ nu als shuntelementen tussen ingang en aarde optreden.

We willen de behandeling beginnen met een berekening van de eigenschappen van

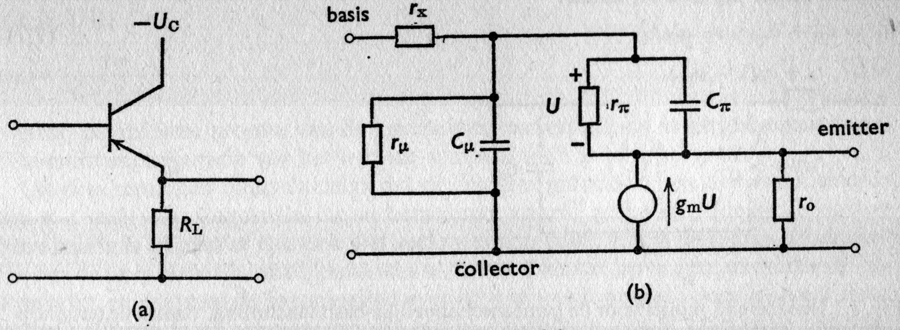


Fig. 7.3. Gemeenschappelijke-collectorschakeling en model.

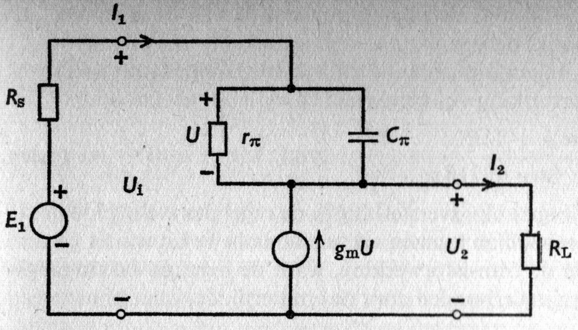


Fig. 7.4. Vervangingsschema voor de berekening van de eigenschappen die de transistor in de gemeenschappelijke-collectoraansluiting vertoont.

de vereenvoudigde schakeling in fig. 7.4, waaraan we dan de invloeden van r_x, r_o, r_μ en C_μ toevoegen zodra dit nodig blijkt. De spanningsversterking, stroomversterking, ingangsimpedantie en uitgangsimpedantie van de versterker kunnen we vinden door de vergelijkingen van de wet van Kirchhoff voor de spanning op te schrijven en op te lossen. Gemakkelijker echter is het om deze grootheden te bepalen met behulp van de in hfdst. 6 ingevoerde methodiek, waardoor men bovendien een beter inzicht verkrijgt.

Volgens de methode van par. 6.3 berekenen we eerst de stroomversterking. Uit de configuratie van de schakeling volgt:

$$\mathbf{I}_2 = g_m\mathbf{U} + \mathbf{I}_1 = (g_m\mathbf{z}_\pi + 1)\mathbf{I}_1 \tag{7.8}$$

waarin

$$\mathbf{z}_\pi = \frac{1}{g_\pi + j\omega C_\pi} \tag{7.9}$$

Uit (3.33) volgt dat $g_m\mathbf{z}_\pi$ zeer weinig verschilt van $\boldsymbol{\alpha}_{eF}$, de kortsluitstroomversterking in de gemeenschappelijke-emitteraansluiting, omdat C_π in de regel veel groter is dan C_μ. De stroomversterking van de gemeenschappelijke-collectoraansluiting wordt derhalve:

$$\mathbf{A}_i = {}_2\mathbf{I}/\mathbf{I}_1 \approx \boldsymbol{\alpha}_{eF} + 1 \tag{7.10}$$

We kunnen de ingangsimpedantie van het vereenvoudigde circuit vinden door de ingangsspanning $\mathbf{U}_i$ te bepalen die het gevolg is van de doorgang van de ingangsstroom $\mathbf{I}_1$. Deze spanning wordt gegeven door:

$$\mathbf{U}_i = \mathbf{I}_1\mathbf{z}_\pi + \mathbf{I}_2R_L \approx \mathbf{I}_1[\mathbf{z}_\pi + R_L(\boldsymbol{\alpha}_{eF} + 1)] \tag{7.11}$$

De ingangsimpedantie wordt dus

$$\mathbf{Z}_{in} = \mathbf{U}_i/\mathbf{I}_1 \approx \mathbf{z}_\pi + (\boldsymbol{\alpha}_{eF} + 1)R_L \tag{7.12}$$

Uit deze vergelijking blijkt duidelijk dat de ingangsimpedantie van deze schakeling groot zal zijn, althans bij frequenties beneden $f_{\alpha e}$.

Nu we de stroomversterking, ingangsimpedantie en belastingsimpedantie (R_L) weten, kunnen we de spanningsversterking $\mathbf{A}_{\mu}$ berekenen

$$\mathbf{A}_u \equiv \mathbf{U}_2/\mathbf{U}_i = \mathbf{A}_i \frac{\mathbf{Z}_L}{\mathbf{Z}_{in}} \approx \frac{(\boldsymbol{\alpha}_{eF} + 1)R_L}{\mathbf{z}_\pi + (\boldsymbol{\alpha}_{eF} + 1)R_L} \tag{7.13}$$

Uit deze vergelijking volgt dat de spanningsversterking in de regel dus weinig kleiner is dan 1. We hadden dit resultaat misschien kunnen verwachten als we uit waren gegaan van de fysische grondslagen van de transistorwerking, want de ingangs- en uitgangsaansluitingen van de schakeling zijn verbonden door de emitterdiode, waar immers een voorspanning over staat.

Door weer de in hfdst. 6 (fig. 6.6) geïntroduceerde methode te gebruiken, kunnen we gemakkelijk berekenen dat de uitgangsimpedantie van de schakeling (de vervangingsimpedantie van de Thévenin-bron die R_L stuurt) wordt gegeven door

$$\mathbf{Z}_{uit} \approx \frac{R_s + \mathbf{z}_\pi}{\boldsymbol{\alpha}_{eF} + 1} \tag{7.14}$$

Op grond van de voorgaande berekeningen kunnen we nu twee vereenvoudigde modellen van de gemeenschappelijke-collectoraansluiting opstellen. Omdat de schakeling een hoge ingangsimpedantie heeft (7.12) mag r_x bijna altijd worden verwaarloosd. Verder zal r_o in de regel veel groter zijn dan zowel R_L als de Thévenin-uitgangsimpedantie van de schakeling (7.14), zodat ook r_o mag worden verwaarloosd. De invloeden van r_μ en C_μ zijn belangrijk aangezien dit de elementen zijn die de ingangsimpedantie beperken wanner R_L groot is. We concluderen derhalve dat het in fig. 7.5a getekende model een behoorlijk beeld geeft van het gedrag van de gemeenschappelijke-collectoraansluiting. De hierboven afgeleide vergelijking voor de spanningsversterking (7.13) geldt evenzeer voor de schakeling van fig. 7.5a. De uitdrukking voor de uitgangsimpe-

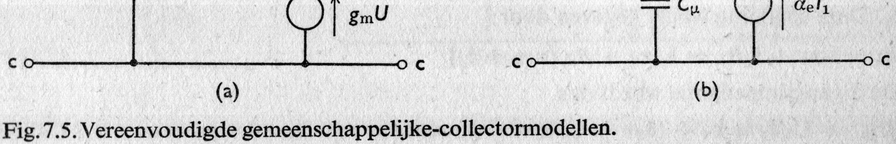


Fig. 7.5. Vereenvoudigde gemeenschappelijke-collectormodellen.

dantie, (7.14), zal voor normale waarden van de bronweerstand tot op enkele procenten kloppen. De vergelijkingen voor de ingangsimpedantie en de stroomversterking moeten gemodificeerd worden om de stromen in r_μ en C_μ te verdisconteren. Zo wordt de vergelijking van de ingangsimpedantie

$$Z_{in} = [z_\pi + (\alpha_{eF} + 1)R_L] \,||\, r_\mu \,||\, \frac{1}{j\omega C_\mu} \qquad (7.15)$$

Desgewenst kan men de capaciteiten van de overlapdiode en het montageplaatje C_{bc}, C_{be} en C_{ce} aan het model toevoegen, maar het gedrag wordt er niet noemenswaard door veranderd.

Voor globale berekeningen kan men het model nog meer vereenvoudigen. Als we r_μ oneindig en zo r_π nul laten worden en overgaan op een stroomgestuurde stroombron, krijgen we het model van fig. 7.5b, zoals zowel aan de hand van de bovenstaande vergelijkingen als uit fig. 7.5a is af te leiden.

7.2.2. *Kenmerken van de gemeenschappelijke-collectorconfiguratie*

Als logisch vervolg op par. 7.2.1 willen we nu de hierin gegeven vergelijkingen interpreteren in termen van de kenmerken van de gemeenschappelijke-collectorconfiguratie. Uit (7.15) blijkt dat de ingangsimpedantie van deze schakeling sterk afhangt van de waarde van de belastingsweerstand R_L. Bij lage frequenties zal de ingangsweerstand een of twee machten van tien groter zijn dan R_L voor normale waarden van α_{eF}. De gemeenschappelijke-collectorschakeling kan dus ontworpen worden om een zeer hoge ingangsimpedantie te leveren bij lage frequenties. Bij hoge frequenties zal de ingangsimpedantie echter afvallen ten gevolge van de teruggang van α_{eF} boven $f_{\alpha e}$, om bij het benaderen van de frequentie f_T naar $R_L \,||\, (1/j\omega C_\mu)$ te gaan.

Het is een eenvoudige zaak om aan de hand van (7.15) aan te tonen dat voor bepaalde *capacitieve* belastingswaarden de ingangsimpedantie van de gemeenschappelijke-collectoraansluiting een negatief reëel deel heeft. Onder deze omstandigheden kan de schakeling voor bepaalde bronimpedanties onstabiel zijn.

Uit (7.14) volgt dat de uitgangsimpedantie sterk afhangt van de bronweerstand R_S. Voor R_S veel groter dan z_π is de uitgangsimpedantie zelfs vrijwel gelijk aan R_S/α_{eF}, en zodoende één à twee machten van tien kleiner dan R_S bij lage frequenties.

(7.14) en (7.15) stellen een uitbreiding voor van het in hfdst. 6 besproken begrip van impedantie-overdracht. We hebben in het onderhavige voorbeeld zelfs een meer algemene overdrachtsverhouding van de impedantie ($\alpha_{eF} + 1$) tussen basis en emitter berekend, die over een breed frequentiebereik geldig is.

Tegenover deze nogal aantrekkelijke impedantie-overdrachtseigenschap van de gemeenschappelijke-collectoraansluiting staat echter dat de spanningsversterking van deze configuratie op zijn best iets minder is dan 1. De stroomversterking is ongeveer gelijk aan die van de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie, zodat men toch nog een vrij aanzienlijke vermogensversterking kan bereiken.

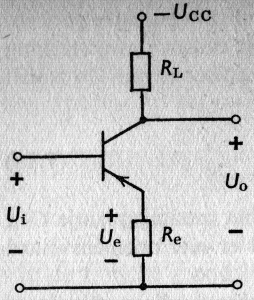


Fig. 7.6. Gemeenschappelijke-emitterschakeling met niet-geshunte emitterweerstand.

We kunnen de resultaten van de voorgaande paragraaf dikwijls gebruiken om een schatting te maken van de eigenschappen van andere schakelingen. Stel dat we bijvoorbeeld de spanningsversterking van de gemeenschappelijke-emitteraansluiting willen berekenen met niet-geshunte emitterweerstand, fig. 7.6. Omdat de emitter- en collectorstromen slechts zeer weinig verschillen, is de differentiële uitgangsspanning U_o door de volgende vergelijking verbonden met de differentiële emitterspanning U_e:

$$\frac{U_o}{U_e} \approx \frac{-R_L}{R_e} \tag{7.16}$$

Volgens de voorgaande behandeling echter moet de spanningsversterking van ingang naar emitter, U_e/U_i, ongeveer 1 zijn. De totale spanningsversterking van de schakeling is zodoende

$$\frac{U_o}{U_i} \approx \frac{-R_L}{R_e} \tag{7.17}$$

7.3. SAMENVATTING

Samenvattend kunnen we zeggen dat de gemeenschappelijke-basisconfiguratie een spanningsversterking levert maar geen stroomversterking, terwijl de gemeenschappelijke-collectorconfiguratie een stroomversterking levert maar geen spanningsversterking. Omdat de gemeenschappelijke-emitteraansluiting zowel spannings- als stroomversterking levert en verder de ingangs- en uitgangsimpedanties bij deze aansluiting zodanig zijn dat een rechtstreekse cascadeschakeling van transistors zonder transformators tot een redelijke impedantie-aanpassing leidt, wordt deze laatste configuratie voor transistors tegenwoordig verreweg het meest toegepast. Dit is ook de reden dat het grootste deel van dit boek aan deze configuratie is gewijd.

8. AFGESTEMDE VERSTERKERS

8.1. INLEIDING

In de voorgaande hoofdstukken zijn een aantal transistormodellen voor kleine signalen afgeleid en is verder het gebruik ervan bij de analyse en het ontwerp van een aantal belangrijke versterkerschakelingen geïllustreerd. De bedoeling van dit hoofdstuk is om deze methodiek uit te breiden voor het geval van getransistoriseerde versterkers met afgestemde kringen.

Afgestemde versterkers worden gebruikt als het nodig is om signalen binnen een voorgeschreven frequentiebereik te versterken en signalen van alle andere frequenties tegen te houden. Waar het bij een afgestemde versterker dus op aankomt is dat hij een zo groot mogelijke versterking levert die binnen een bepaald frequentiebereik (bandbreedte) om een voorgeschreven midfrequentie constant moet zijn, en verder de signalen buiten de voorgeschreven band zoveel mogelijk tegenhoudt. Verder zijn nog enkele detailkenmerken van de frequentieresponsie belangrijk, vooral als het te versterken signaal een gemoduleerd signaal is (bijvoorbeeld amplitudegemoduleerd of frequentiegemoduleerd), bestaande uit een sinusvormige dragergolf en een aantal andere sinusvormige golven die een *symmetrisch* frequentiespectrum om de dragergolf vormen. Om de vorm van het gemoduleerde signaal te behouden is het gewenst dat de versterkingsfactor binnen de doorgelaten frequentieband redelijk constant is en dat de fase een redelijk lineaire functie is van de frequentie. Kleine afwijkingen van dit ideaal die in de versterking en fasekarakteristiek optreden moeten, precies als het signaalspectrum, symmetrisch zijn ten opzichte van het midden van de doorlaatband. Gelukkig waarborgen bepaalde theoretische overwegingen dat ontwerpen die een constante versterking vertonen, tegelijkertijd neigen naar een *lineaire* faseverschuiving.

Fig. 8.1a geeft het vervangingsschema van een eenvoudige getransistoriseerde versterker. In het licht van de voorgaande bespreking willen we nu deze versterker zo ontwerpen dat hij een frequentieresponsie vertoont van de in fig. 8.1b weergegeven algemene vorm. We willen dus een symmetrische amplitudekarakteristiek bereiken om een midfrequentie ω_0. De in de figuur getekende fasekarakteristiek geldt voor de afgestemde schakeling alléén. Zoals nog zal blijken treedt er een kleine extra faseverschuiving op in verband met de versterker. In veel ontwerpen is het mogelijk om de midfrequentie ω_0 veel groter te kiezen dan de vereiste bandbreedte. Men spreekt in dat geval van een *smalle-bandversterker*, het enige type dat we in dit hoofdstuk zullen onderzoeken.

Het kenmerk van de smalle band maakt namelijk een zekere vereenvoudiging van de analyse en het ontwerp van de afgestemde versterker mogelijk. De aanwezigheid van afgestemde kringen bij de uitgang, en uiteindelijk ook bij de ingang, van dergelijke versterkers brengt echter enkele fundamentele moeilijkheden met zich mee, die eerder bij

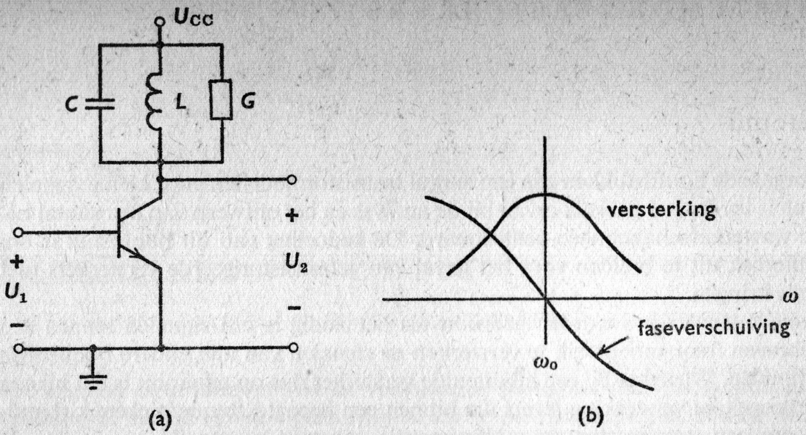


Fig. 8.1. Afgestemde getransistoriseerde versterker: a. schakeling; b. gewenste versterking- en fasekarakteristieken.

de behandeling van eentrapsschakelingen geen rol speelden en ook niet ter sprake zijn gekomen. Deze moeilijkheden hebben betrekking op het feit dat *een enkele transistortrap onstabiel kan zijn (dat wil zeggen kan gaan oscilleren) in aanwezigheid van bepaalde combinaties van normaliter passieve bron- en belastingsimpedanties.*

Tot dusver hebben we alleen laagdoorlaatversterkers en in verband daarmee alleen resistieve (of hoogstens *RC*-) belastings- en bronimpedanties beschouwd. Verder hebben we ons geconcentreerd op de gemeenschappelijke-emitteraansluiting van de transistor, en het blijkt dat deze aansluiting stabiel blijft voor alle combinaties van *RC*-belastings- en bronimpedanties. Dat wil zeggen de koppeling tussen uitgang en ingang via g_μ, C_μ en C_{sc} van het volledige hybride-π-model (fig. 3.12) vertoont eenvoudig niet de juiste fase om oscillaties op te wekken, zolang de bron- en belastingsimpedanties een *RC*-karakter hebben. Let er echter op dat we wel terloops een moeilijkheid met een capacitieve belasting in de gemeenschappelijke-collectoraansluiting zijn tegengekomen (zie par. 7.2), en een transistor in deze configuratie kan inderdaad oscilleren met *RC*-belastingen als de bronimpedantie toevallig inductief is.

Het belangrijke nieuwe aspect van de afgestemde versterker is nu het feit dat afgestemde smalle-bandschakelingen susceptanties hebben die binnen een zeer smal frequentiegebied veranderen van grote *capacitieve* in grote *inductieve* waarden. Is de midfrequentie zo hoog dat de koppeling die C_μ of C_{sc} levert een belangrijke rol gaat spelen en de versterking bij de midfrequentie groot is (omdat de versterker nu eenmaal zo is ontworpen), dan kan het zeker voorkomen dat een gemeenschappelijke-emittertrap wordt geconfronteerd met *inductieve* bron- en belastingsimpedanties bij frequenties nabij het midden van de band, waar de spanningsversterking nog steeds groot is.

Onder deze omstandigheden kunnen oscillaties gaan optreden vanwege de capacitieve koppeling tussen ingang en uitgang, zodat het vermijden van dergelijke oscillaties een belangrijk onderdeel van het ontwerp van zulke afgestemde versterkers wordt. Het zal niet verwonderen dat men om aan deze moeilijkheden een eind te maken hetzij een verlaging van de koppeling tussen ingang en uitgang, hetzij een verlaging van de versterkingsfactor zal moeten toepassen.

8.2. DE SPANNINGSVERSTERKING VAN AFGESTEMDE VERSTERKERS

Bij de analyse van de schakeling in fig. 8.1a moeten we eerst beslissen welk transistormodel in deze situatie het meest geschikt is. We hebben er hierboven al op gewezen dat onze bespreking van getransistoriseerde versterkers voor kleine signalen in de voorgaande hoofdstukken vooral betrekking had op het brede-band-laagdoorlaattype. De transistor kon zodoende vrijwel steeds door het hybride-π-model worden voorgesteld. Voor deze doeleinden heeft dit model een aantal aantrekkelijke aspecten, waaronder parameters die nauw verband houden met de fysische verschijnselen binnen de transistor, alsmede parameterwaarden die in grote trekken onafhankelijk zijn van de frequentie. Onder de minder aantrekkelijke kenmerken van het hybride-π-model moeten we echter het feit rekenen dat het model met alleen 'intrinsieke' elementen slechts geldt tot ongeveer ω_b [zie (3.46)], terwijl het juist het gebied tussen ω_b en ω_T is waar het ons bij getransistoriseerde afgestemde versterkers om gaat. Om nu een bruikbaar model voor dit gebied te krijgen moeten we aan het 'intrinsieke' model 'extrinsieke' elementen toevoegen die de capaciteiten van overlapdiode en montageplaatje en in sommige gevallen ook de zelfinductie van de emitteraansluiting in rekening brengen, welke alle het model en het analyseprobleem aanzienlijk compliceren.

Omdat het ons hier slechts om de analyse van het schakelingsgedrag binnen een smalle frequentieband gaat is het mogelijk om enkele van de bovengenoemde moeilijkheden te vermijden door het y-parametermodel toe te passen om de transistor voor te stellen. Het y-parametermodel (fig. 3.9), een echte π-voorstelling, is topologisch gezien wat eenvoudiger dan het hybride-π-model, en binnen een smalle frequentieband zijn de **y**-parameters betrekkelijk simpele functies van de frequentie. Het nadeel van deze opzet is dat het verloop van de **y**-parameters als functie van het werkpunt geen eenvoudige zaak is, omdat de **y**-parameters geen eenvoudig verband vertonen met de fysische verschijnselen binnen de transistor. Op basis van het y-parametermodel komen we tot het in fig. 8.2 afgebeelde vervangingsschema van de afgestemde versterker voor kleine signalen.

Fig. 3.16 levert een representatieve reeks admittantieparameters van de gemeenschappelijke-emitterschakeling als functie van de frequentie. Uit deze curven blijkt dat de admittantieparameters een vrij flauw verloop met de frequentie vertonen. Vatten we de aanduiding 'smalle-bandversterker' op als zijnde een versterker waarvan de band-

breedte niet meer dan ca. 10% van de midfrequentie is, dan krijgen we een bruikbare benadering door elke admittantieparameter voor te stellen door de eerste twee termen van de ontwikkeling als reeks van Taylor naar ω_o. Het is zelfs zo dat men al een voldoende grote nauwkeurigheid krijgt door alleen de eerste twee termen van het imaginaire deel van de reeksontwikkeling aan te houden, en van het reële deel alleen de constante term te gebruiken. We moeten in elk geval twee termen van het imaginaire deel aanhouden omdat we te maken hebben met een resonerend systeem waarin de imaginaire delen van de **y**-parameters in de omgeving van de midfrequentie uitgeschakeld kunnen worden. Dit alles houdt in dat we $\mathbf{y}_{ie}$ als volgt benaderen:

$$\mathbf{y}_{ie} = g_{ie} + j\omega_o C_{ie} + j(\omega - \omega_o)C'_{ie} \tag{8.1}$$

waarin g_{ie} en $\omega_o C_{ie}$ de reële en imaginaire delen van $\mathbf{y}_{ie}$ zijn voor de midfrequentie $\omega = \omega_o$, en

$$C'_{ie} = \frac{d}{d\omega} \operatorname{Im} \left[\mathbf{y}_{ie}\right] \Big|_{\omega = \omega_o} \tag{8.2}$$

Overeenkomstig geldt:

$$\mathbf{y}_{fe} = g_{fe} + j\omega_o C_{fe} + j(\omega - \omega_o)C'_{fe} \tag{8.3}$$

$$\mathbf{y}_{oe} = g_{oe} + j\omega_o C_{oe} + j(\omega - \omega_o)C'_{oe} \tag{8.4}$$

$$\mathbf{y}_{re} = g_{re} + j\omega_o C_{re} + j(\omega - \omega_o)C'_{re} \tag{8.5}$$

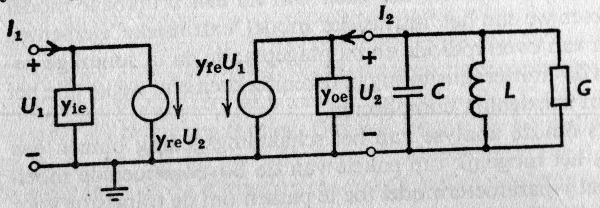


Fig. 8.2. Klein-signaalmodel voor afgestemde versterker.

Voor transistors in de gemeenschappelijke-emitteraansluiting zijn de imaginaire delen van de **y**-parameters in de regel capacitief, en neemt de absolute grootte ervan met de frequentie toe (zie fig. 3.16). De parameters in (8.1), (8.3), (8.4) en (8.5) worden bepaald door middel van metingen aan de transistor bij het te gebruiken werkpunt, hetzij door de fabrikant, hetzij door de gebruiker. Alle eerder genoemde vervelende parasitaire effecten zijn zodoende reeds inbegrepen in de gemeten parameters.

We beginnen de behandeling van de in fig. 8.1a gegeven afgestemde versterker met de berekening van de spanningsversterking $\mathbf{U}_2/\mathbf{U}_1$. In het algemeen zijn uiteraard twee berekeningen nodig om het gedrag van de versterker onder willekeurige bron- en be-

lastingsomstandigheden te bepalen, zoals reeds in hfdst. 3 is vermeld. We kunnen de spannings- of stroomversterkingsfactor berekenen aan de hand van de spannings- of stroomversterking van de transistoringangsklemmen naar de uitgangsbelasting plus de ingangsimpedantie van de transistor, alles voor een willekeurige gegeven belastingsimpedantie. Een alternatieve methode is om de Thévenin- of Norton-vervanging van de transistor en de bron te bepalen door een berekening van de uitgangsspanning bij open kring of de kortsluituitgangsstroom plus de impedantie van de transistor, alles voor een willekeurige gegeven bronimpedantie. Aan de hand daarvan kunnen we de responsie van de schakeling voor een willekeurige belastingsimpedantie dan gemakkelijk bepalen. Omdat we de transistor hebben voorgesteld door het *y*-parametermodel is het gemakkelijker om de spanningsversterking $\mathbf{U}_2/\mathbf{U}_1$ te berekenen dan de stroomversterking $\mathbf{I}_2/\mathbf{I}_1$ (in tegenstelling tot de situatie in hfdst. 3, waarin het vanwege r_x in het hybride-π-model eenvoudiger was om de stroomversterking te berekenen). Mede om deze reden vormt de uitwerking een nuttige inleiding tot onze behandeling. Om de bespreking volledig te maken moeten we uiteraard de ingangsimpedantie van de schakeling in rekening brengen, wat in par. 8.4.3 gebeurt.

Uit een beschouwing van fig. 8.2 volgt voor de spanningsversterking:

$$\mathbf{A}_u = \frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1} = \frac{-\mathbf{y}_{fe}}{\mathbf{y}_{oe} + j\omega C + G + 1/j\omega L} \tag{8.6}$$

Substitutie van $\mathbf{y}_{oe}$ uit (8.4) levert:

$$\frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1} = \frac{-\mathbf{y}_{fe}}{j\omega(C + C'_{oe}) + j\omega_0(C_{oe} - C'_{oe}) + g_{oe} + G + 1/j\omega L} \tag{8.7}$$

Uit (8.7) blijkt nu waarom we meer termen van het imaginaire deel van $\mathbf{y}_{oe}$ moeten aanhouden dan van het reële deel. Voor de berekening van de midfrequentie maken de extra termen geen verschil. Bij de berekening van de bandbreedte echter zijn we verplicht om een nauwkeuriger voorstelling van Im [$\mathbf{y}_{oe}$] te gebruiken, omdat we dan werken met het *verschil* van twee bijna gelijke susceptanties [dat wil zeggen de capacitieve en inductieve termen in de noemer van (8.7)]. Precies dezelfde overweging leidt ertoe dat we C'_{fe} mogen verwaarlozen en mogen aannemen dat $\mathbf{y}_{fe}$ over de band constant is, omdat $\mathbf{y}_{fe}$ namelijk *niet* voorkomt in het resonerende deel van de uitdrukking. We wijzen er terloops op dat het imaginaire deel van $\mathbf{y}_{oe}$ eenvoudig door een constante capaciteit kan worden voorgesteld als $C'_{oe} = C_{oe}$, terwijl als $\mathbf{y}_{fe}$ constant is (8.7) overgaat in de standaardvorm voor een *RLC*-kring.

In (8.1) tot (8.5) hebben we voor de reeksontwikkeling gekozen op grond van het feit dat ω_0 de midfrequentie van de versterker moet zijn. Gezien vanuit het oogpunt van een symmetrische spanningsversterking zou de midfrequentie natuurlijk gedefinieerd worden als de frequentie waarbij de absolute grootte een maximum vertoont. Het is echter eenvoudiger, en voor een smalle-bandversterker nagenoeg hetzelfde, om ω_0 te nemen als de frequentie waarvoor het imaginaire deel van de noemer in de span-

ningsversterkingsfunctie naar nul gaat. Deze twee definities komen in feite op hetzelfde neer als de band zo smal is dat we $\mathbf{y}_{fe}$ als een constante mogen beschouwen. Uit (8.7) volgt dus:

$$\omega_o (C + C_{oe}) = 1/\omega_o L \tag{8.8}$$

ofwel

$$\omega_o = \frac{1}{\sqrt{(C + C_{oe})L}} \tag{8.9}$$

De spanningsversterking bij de op de bovenstaande wijze gedefinieerde midfrequentie wordt volgens (8.7):

$$|\mathbf{A}_u(\omega_o)| \equiv A_o = \frac{|\mathbf{y}_{fe}|}{g_{oe} + G} \tag{8.10}$$

De bandbreedte van de versterker tussen de beide -3dB-punten kunnen we het eenvoudigst bepalen door (8.7) te onderzoeken in de omgeving van de resonantie. Hiertoe voeren we een nieuwe frequentievariabele ω' in, gedefinieerd als:

$$\omega' \equiv \omega - \omega_o \tag{8.11}$$

die de *afwijking* van de frequentie vanuit het midden van de band voorstelt. Door substitutie van ω uit deze vergelijking wordt (8.7):

$$\frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1} = \frac{-\mathbf{y}_{fe}}{j\omega' C + j\omega_o C + j\omega_o C_{oe} + j\omega' C'_{oe} + g_{oe} + G + 1/j(\omega_o + \omega')L} \tag{8.12}$$

Bij een *smalle-band*versterker gaat het ons alleen om ω'-waarden die veel kleiner zijn dan ω_o. Onder deze omstandigheden mogen we de inductieve term in de noemer van (8.12) als volgt benaderen:

$$\frac{1}{j(\omega' + \omega_o)L} \approx \frac{1}{j\omega_o L} \quad \frac{\omega'}{j\omega_o^2 L} \tag{8.13a}$$

Substitutie van $1/\omega_o L$ uit (8.8) levert:

$$\frac{1}{j(\omega_o + \omega')L} \approx -j\omega_o(C + C_{oe}) + j\omega'(C + C_{oe}) \tag{8.13b}$$

(8.12) kan dan vereenvoudigd worden tot:

$$\left.\frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1}\right|_{\omega \approx \omega_o} = \frac{-\mathbf{y}_{fe}}{j\omega'(2C + C_{oe} + C'_{oe}) + g_{oe} + G} \tag{8.14}$$

De -3dB-frequenties zijn per definitie die frequenties waarbij de reële en imaginaire de-

len van de noemeruitdrukking in (8.14) [of (8.7)] dezelfde absolute grootte hebben. Dat wil zeggen:

$$\omega' \Big|_{-3\mathrm{dB}} = \pm \frac{g_{oe} + G}{2C + C'_{oe} + C_{oe}} \tag{8.15}$$

De bandbreedte tussen deze beide -3dB-frequenties wordt zodoende:

$$\text{bandbreedte} = \frac{g_{oe} + G}{C + (C_{oe} + C'_{oe})/2}\ \text{rad}\cdot\text{s}^{-1} \tag{8.16}$$

Ook deze vergelijking neemt een meer bekende vorm aan als $C_{oe} = C'_{oe}$.

Als de transistorparameters bekend en de midfrequentie en -3dB-frequenties van de versterker voorgeschreven zijn, worden twee van de drie parameters G, L en C van de afgestemde kring volledig bepaald door (8.9) en (8.16). Dikwijls wordt de waarde van G bepaald door de belasting waar de versterker het uitgangssignaal aan moet leveren, of door andere overwegingen die verband houden met afgestemde meertraps-versterkers; in dergelijke gevallen worden de parameters volledig door de bovenstaande voorwaarden vastgelegd, althans voorzover het de spanningsversterking betreft.

a. *Een laagfrequentversterker als illustratief voorbeeld.* Stel dat een afgestemde versterker op basis van een planaire silicium transistor en van de in fig. 8.1a getekende configuratie gestuurd wordt door een spanningsbron en aan de uitgang aangesloten is op een resistieve belasting van 1 kΩ. De schakeling moet ontworpen worden voor een midfrequentie $\omega_0 = 3\cdot 10^6$ rad·s^{-1} (480 kHz) en een -3dB-bandbreedte van $6\cdot 10^4$ rad·s^{-1} (9,6 kHz). De y-parameters van de transistor in de omgeving van ω_0 zijn:

y-parameter	g	C	C'
y_{ie}	1 mS	67 pF	50 pF
y_{fe}	50	0	0
y_{re}	0	−10	−10
y_{oe}	0,15	50	25

De geleidbaarheid van de belasting is 1 mS; als we de kleine verliezen in verband met de afstemzelfinductie verwaarlozen is de waarde van de geleidbaarheid G in fig. 8.2 gelijk aan die van de belasting, 1 mS.

De grootte van de afstemcondensator die nodig is voor de voorgeschreven bandbreedte wordt geleverd door (8.16):

$$C + \frac{C_{oe} + C'_{oe}}{2} = \frac{g_{oe} + G}{\text{bandbreedte}} = \frac{(0{,}15 + 1)\cdot 10^{-3}}{6\cdot 10^4} = 19.200\ \text{pF}$$

zodat $C = 19.200 - 75/2 = 19.160$ pF.

Het is duidelijk dat de invloeden van C_{oe} en C'_{oe} in dit voorbeeld klein zijn. De op deze

wijze gevonden waarde van C is overigens wel wat groter dan normaliter beschikbaar is aan klein-formaatcondensators met kleine verliezen en een goede stabiliteit.

De waarde van de zelfinductie die we voor het afstemmen bij de voorgeschreven midfrequentie nodig hebben wordt gegeven door (8.9):

$$L = \frac{1}{\omega_o^2(C + C_{oe})} = \frac{1}{(9\cdot 10^{12})\cdot(19{,}2\cdot 10^{-9})} \approx 5{,}8\ \mu\mathrm{H}$$

Deze zelfinductiewaarde is nogal klein in die zin dat een geschikte hoge-Q-spoel met deze zelfinductiewaarde in het betreffende frequentiegebied niet in standaard-uitvoering leverbaar is. De spanningsversterking $|\mathbf{U}_2/\mathbf{U}_1|$ bij de resonantiefrequentie wordt geleverd door (8.10):

$$A_o = \frac{|\mathbf{y}_{fe}|}{\mathbf{y}_{oe} + G} = \frac{50}{0{,}15 + 1} \approx 43$$

b. *Een hoogfrequentversterker als tweede illustratieve voorbeeld.* Laten we het bovenstaande voorbeeld nog eens uitwerken, maar nu voor een midfrequentie van $6\cdot 10^7$ $\mathrm{rad\cdot s^{-1}}$ (9,55 MHz) en een bandbreedte van $2{,}4\cdot 10^6$ $\mathrm{rad\cdot s^{-1}}$ (382 kHz), op basis van de transistor van fig. 3.16. Uit de figuur blijkt dat in de omgeving van $\omega_o = 6\cdot 10^7\ \mathrm{rad\cdot s^{-1}}$ de y-parameters als volgt kunnen worden benaderd:

y-parameter	g	C	C'
$\mathbf{y}_{ie}$	1,15 mS	17,7 pF	6,9 pF
$\mathbf{y}_{fe}$	19,1	−256	−13,2
$\mathbf{y}_{re}$	0,038	−2,6	−1,8
$\mathbf{y}_{oe}$	0,69	15,6	5,3

Door dezelfde werkwijze toe te passen als in het voorgaande geval vinden we:

$$C + \frac{C_{oe} + C'_{oe}}{2} = \frac{(1 + 0{,}69)\cdot 10^{-3}}{2{,}4\cdot 10^6} = 702\ \mathrm{pF}$$

$$C = 702 - (15{,}6 + 5{,}3)/2 \approx 690\ \mathrm{pF}$$

$$L = \frac{1}{36\cdot 10^2(690 + 15{,}6)} \approx 0{,}4\ \mu\mathrm{H}$$

$$A_o = \frac{25}{0{,}69 + 1} \approx 15$$

De specificaties van de midfrequentie, bandbreedte en geleidbaarheid van de belasting G in het eerste voorbeeld, par. 8.2, die typisch zijn voor de waarden welke bij laagfrequent-transistorversterkers voorkomen, leiden tot waarden van L en C die van een praktisch oogpunt gezien ongewenst kunnen zijn. Om de moeilijkheden met lastige elementwaarden te vermijden past men normaliter een zekere vorm van impedantie-transformatie toe in afgestemde transistorversterkers. In fig. 8.3a is een schakeling afgebeeld die dikwijls voor dit doel wordt gebruikt. De spoel die in deze schakeling voorkomt is om een ferrietkern gewonden, en de koppelingscoëfficiënt van de wikkelingen bijna 1, wat betekent dat de flux vrijwel tot de wikkelingen beperkt is.
Als de spanningsverhouding van de transformator wordt gegeven door:

$$U_2'/U_2 = a \tag{8.17}$$

zoals in fig. 8.3a is getekend, volgt in deze situatie voor de gereflecteerde capaciteit parallel aan G:

$$C = a^2 C' \tag{8.18}$$

Overeenkomstig geldt voor de vervangingszelfinductie die parallel staat met G:

$$L = L'/a^2 \tag{8.19}$$

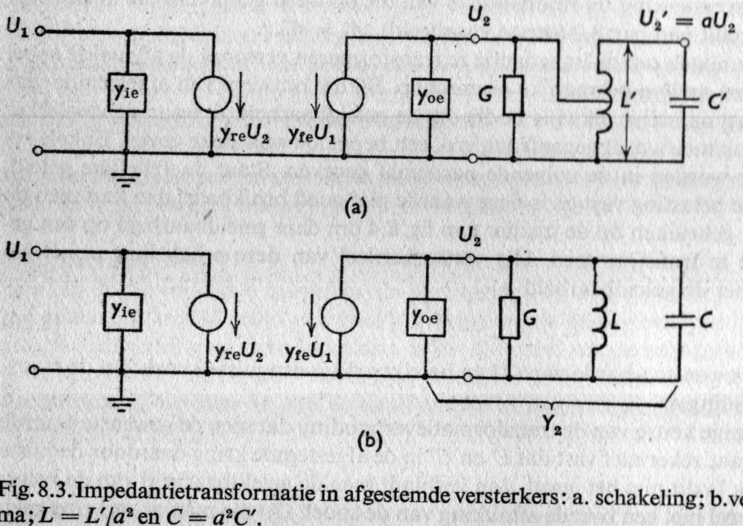


Fig. 8.3. Impedantietransformatie in afgestemde versterkers: a. schakeling; b. vervangingsschema; $L = L'/a^2$ en $C = a^2C'$.

waarin L' de totale zelfinductie van de spoel is. In fig. 8.3b is dezelfde versterker weergegeven, alleen zijn L' en C' nu overgebracht naar de primaire wikkeling van de transformator. Als de transformatieverhouding $a > 1$, kan men redelijke waarden van L' en C' door transformatie omzetten in de lastige waarden die de schakeling vereist. We illustreren deze toepassing aan de hand van het volgende voorbeeld.

We moeten de afgestemde transistorversterker van par. 8.2 (eerste voorbeeld) uitbreiden met een afgetakte spoel (autotransformator), die eveneens de afstemzelfinductie en capaciteit in redelijke waarden kan omzetten. Klein-signaalmodellen van deze schakeling zijn in fig. 8.3 te zien. Bij wijze van voorbeeld stellen we de afstemcapaciteit, C' in fig. 8.3a, op 220 pF. Het gaat er nu om de waarden te bepalen van L' en a die nodig zijn om aan de oorspronkelijke specificatie te voldoen.

De waarde van de schijnbare afstemcapaciteit die parallel staat met de belastingsgeleidendheid G is op 19.160 pF bepaald. Aangezien $C' = 220$ pF levert dit:

$$a^2 = C/C' = 19.160/220 = 115 \quad a = 10{,}7$$

De zelfinductie die parallel met G nodig is om de voorgeschreven midfrequentie te krijgen is in par. 8.2 (eerste voorbeeld) al op 5,8 μH bepaald. Er geldt dus

$$L' = a^2 L = 115 \cdot 5{,}8 = 666 \ \mu\text{H}$$

Het moet zeker mogelijk zijn om een redelijk goede Q te krijgen in een spoel van dit formaat bij de voorgeschreven werkfrequentie van 480 kHz.

De spanningsversterking bij resonantie is van dit ontwerp gelijk aan die in het oorspronkelijke circuit van par. 8.2 (eerste voorbeeld), $A_0 = 43$.

Naast het vermogen om de impedantie te transformeren vertoont de afgetakte spoel in fig. 8.3 nog een andere belangrijke eigenschap. Bij het ontwerp van afgestemde versterkers blijkt het namelijk dikwijls nodig om de geleidbaarheid G waar de versterker door de belasting mee wordt geconfronteerd, een bepaalde waarde te geven. Enkele redenen hiervoor worden in de volgende paragraaf gegeven. Staat de feitelijke geleidbaarheid van de belasting vast en is deze waarde niet goed bruikbaar, dan kan men de afgetakte spoel gebruiken op de manier van fig. 8.4 om deze geleidbaarheid op een geschikte waarde te transformeren. Het versterkerdeel van deze schakeling wordt geconfronteerd met de geleidbaarheid

$$G = a^2 G' \tag{8.20}$$

zodat men de gewenste waarde van G kan bereiken door een juiste keuze van de transformatieverhouding a.

Bij een zodanige keuze van de transformatieverhouding dat men de gewenste waarde van G krijgt, staat zeker niet vast dat L' en C' in de afgestemde kring daardoor de juiste waarde krijgen. Is dit niet het geval, dan verbindt men de geleidbaarheid van de belasting G' in de regel met een tweede aftakking van de spoel. Op die manier verkrijgt men

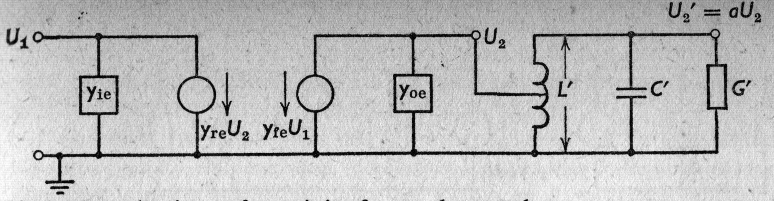


Fig. 8.4. Impedantietransformatie in afgestemde versterkers.

twee transformatieverhoudingen, waardoor men de schakeling tegelijkertijd kan aanpassen voor de gewenste waarde van G en geschikte waarden van L' en C'.

De afgetakte spoel in fig. 8.4 is maar één van de vele mogelijkheden die er zijn om de impedantie te transformeren. Vervangt men de afstemcondensator in fig. 8.4 door een equivalente serieverbinding van twee condensators, dan levert een aansluiting op de verbinding tussen de beide condensators een enigszins vergelijkbare impedantietransformatie. Welke manier men kiest hangt af van een aantal factoren, waaronder de frequentieband die de schakeling moet versterken en de betreffende impedantieniveaus.

8.4. VERSTERKING, INGANGSADMITTANTIE EN INSTABILITEIT

8.4.1. *Inleiding*

In par. 8.2 is de spanningsversterking $\mathbf{U}_2/\mathbf{U}_1$ van de afgestemde versterker in fig. 8.1a uitgewerkt, waarbij echter een gedetailleerd onderzoek van de wisselwerking tussen uitgangs- en ingangskringen achterwege is gebleven. We willen nu overgaan op een wat realistischer berekening: het gedrag van de afgestemde versterker bij sturing door een bron met een zuiver conductieve bronadmittantie. Fig. 8.5a geeft het vervangingsschema dat het best met deze situatie overeenkomt. We willen de betrekking vinden voor de totale overdrachtsversterking $\mathbf{U}_2/\mathbf{I}_s$, alsmede de ingangsadmittantie van de versterker. Uit dit onderzoek zal dan mede naar voren komen hoe het gedrag wordt beïnvloed door de wisselwerking tussen ingangs- en uitgangskringen.

8.4.2. *De versterking*

Een van de eenvoudigste manieren om de uitdrukking voor de overdrachtsversterking te bepalen en tegelijkertijd een beeld te krijgen van de invloed van de ingangs-uitgangswisselwerking op deze grootheid, is het hele deel van de schakeling links van $\mathbf{y}_{oe}$ te vervangen door de Norton-vervanging ervan, $\mathbf{I}_n$ en $\mathbf{Y}_n$, op de wijze van fig. 8.5b. De stroombron $\mathbf{I}_n$ bepalen we aan de hand van de kortsluituitgangsstroom ($U_2 = 0$) van de $y_{fe}U_1$-bron in fig. 8.5a:

$$\mathbf{I}_n = \mathbf{y}_{fe}\mathbf{U}_1 \Big|_{U_2 = 0} = \frac{\mathbf{y}_{fe}}{G_s + \mathbf{y}_{ie}}\mathbf{I}_s \tag{8.21}$$

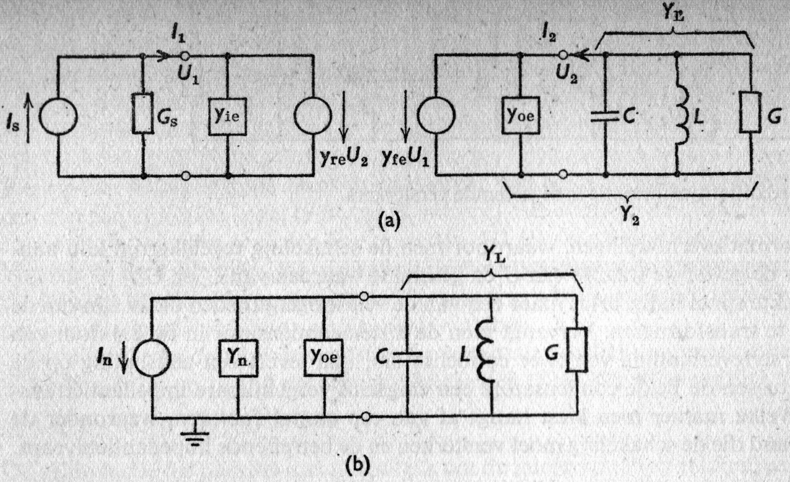


Fig. 8.5. Afgestemde versterker die door een resistieve bron wordt gestuurd: a. klein-signaal-model; b. model vereenvoudigd door gebruikmaking van de stelling van Norton.

De admittantie $\mathbf{Y}_n$ vinden we door een spanning van 1 V aan te leggen bij $\mathbf{U}_2$ met $\mathbf{I}_s = 0$, en dan de stroom $\mathbf{y}_{fe}\mathbf{U}_1$ te berekenen; dit levert:

$$\mathbf{y}_{fe}\mathbf{U}_1 \Big|_{\mathbf{I}_s = 0} = \mathbf{y}_{fe} \frac{-\mathbf{y}_{re}\mathbf{U}_2}{G_s + \mathbf{y}_{ie}} \tag{8.22}$$

De waarde van $\mathbf{Y}_n$ wordt zo

$$\mathbf{Y}_n = \frac{\mathbf{y}_{fe}\mathbf{U}_1}{\mathbf{U}_2} \Big|_{\mathbf{I}_s = 0} = \frac{-\mathbf{y}_{re}\mathbf{y}_{fe}}{G_s + \mathbf{y}_{ie}} \tag{8.23}$$

Deze admittantie kunnen we ook noteren als:

$$\mathbf{Y}_n = G_n + \mathrm{j}B_n \tag{8.23a}$$

Uit de configuratie van fig. 8.5b blijkt de overdrachtsversterking als volgt geschreven te kunnen worden:

$$\frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{I}_s} = \frac{-\mathbf{I}_n}{\mathbf{Y}_n + \mathbf{y}_{oe} + G + \mathrm{j}\omega C + 1/\mathrm{j}\omega L} = \frac{-\mathbf{I}_n}{G_n + \mathrm{j}B_n + \mathbf{y}_{oe} + G + \mathrm{j}\omega C + 1/\mathrm{j}\omega L} \tag{8.24}$$

We zullen hieronder aantonen dat $\mathbf{I}_n$ in grote lijnen constant blijft voor alle frequenties in en nabij de smalle doorlaatband van de versterker; (8.24) is zodoende van dezelfde

vorm als (8.6) voor de spanningsversterking, met uitzondering van de term $\mathbf{Y}_n$ in de noemer. Deze term brengt de wisselwerking tussen ingangs- en uitgangskring in rekening, en om een inzicht te krijgen in het effect van deze interactie op het gedrag van de versterker moeten we de samenstelling van $\mathbf{Y}_n$ nagaan.

De admittantie $\mathbf{Y}_n$ hangt af van de brongeleidbaarheid, die constant is, en de transistorparameters, die langzaam verlopende functies van de frequentie zijn. Uit een nadere beschouwing van (8.23) blijkt dat $\mathbf{Y}_n$, G_n en B_n eveneens langzaam verlopende functies van de frequentie zijn, en dat G_n positief is (voor de gemeenschappelijke emitteraansluiting). $\mathbf{Y}_n$ kan dus precies zo behandeld worden als de transistorparameters in par. 8.2, namelijk door ontwikkeling van G_n en B_n in een machtreeks. Precies als in par. 8.2 behouden we voor de werking binnen de smalle doorlaatband alleen de constante term in de reeks van G_n, en de beide eerste termen in de reeks van B_n, omdat de susceptanties elkaar bij frequenties om de resonantiewaarde vrijwel opheffen. Bij toepassing van deze benaderingen krijgt $\mathbf{Y}_n$ dezelfde vorm als $\mathbf{y}_{oe}$, waardoor het praktisch wordt om deze beide admittanties samen te vatten. Combineren we $\mathbf{Y}_n$ en $\mathbf{y}_{oe}$, dan wordt (8.24) van dezelfde vorm als (8.6) voor de spanningsversterking. Dit houdt in dat de invloed van $\mathbf{Y}_n$ en daarmee de invloed van de ingangs-uitgangs-wisselwerking op $\mathbf{U}_2/\mathbf{I}_s$ in dit geval bestaat uit een verschuiving van de midfrequentie en een verandering van de bandbreedte die door (8.9) en (8.16) worden gegeven. We zullen in de volgende paragrafen aantonen dat deze verschijnselen in een goed ontworpen versterker van weinig belang zijn, zodat de overdracht $\mathbf{U}_2/\mathbf{I}_s$ en de spanningsversterking $\mathbf{U}_2/\mathbf{I}_1$ in feite bijna dezelfde midfrequenties en bandbreedten hebben.

In samenhang met (8.24) is vermeld dat $\mathbf{I}_n$ in de doorlaatband van de versterker nagenoeg constant is. Om dit nu te verifiëren wijzen we erop dat $\mathbf{I}_n$ volgens (8.21) afhangt van de brongeleidbaarheid en de transistorparameters; het is dus een langzaam verlopende functie van de frequentie. Verder speelt het resonantieverschijnsel bij de berekening van $\mathbf{I}_n$ geen rol, en ook kunnen de verschillende termen elkaar niet opheffen. Bij de werking binnen de smalle doorlaatband kunnen dus het reële noch het imaginaire deel van $\mathbf{I}_n$ door nul gaan, zodat we beide delen mogen benaderen door de constante termen in de ontwikkeling tot een machtreeks; dit houdt in dat $\mathbf{I}_n$ inderdaad bij benadering constant is binnen de doorlaatband van de versterker.

8.4.3 *De ingangsadmittantie*

De ingangsadmittantie van de onderhavige versterker hangt zowel van de parameters in de uitgangskring als van die in de ingangskring af. Dit feit, dat verdisconteerd wordt door de stroombron $\mathbf{y}_{re}\mathbf{U}_2$, is het gevolg van de interne terugkoppeling van de transistor, die een zeer belangrijke invloed kan hebben op de aard van de ingangsadmittantie. Om deze situatie nader te onderzoeken kunnen we de stroom in de bron $\mathbf{y}_{re}\mathbf{U}_2$ uitdrukken als

$$\mathbf{I} = \mathbf{y}_{re}\mathbf{U}_2 = \mathbf{y}_{re} \frac{-\mathbf{y}_{fe}}{\mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L} \mathbf{U}_1 \qquad (8.25)$$

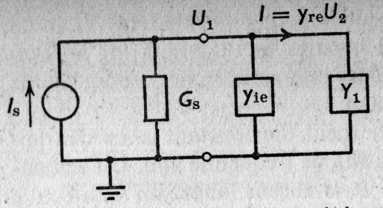


Fig. 8.6. Een vervangings-ingangskring voor de versterker in fig. 8.5.

De stroom **I** kan in rekening worden gebracht door een admittantie $\mathbf{Y}_1$ die over de ingangskring van het knooppunt $\mathbf{U}_1$ met de aarde wordt verbonden, op de wijze van fig. 8.6. Deze admittantie heeft de waarde

$$\mathbf{Y}_1 = \frac{\mathbf{I}}{\mathbf{U}_1} = \frac{-\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}}{\mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L} \tag{8.26}$$

Laten we de bespreking van de invloed van $\mathbf{Y}_1$ op het gedrag van de schakeling beginnen met na te gaan hoe groot $\mathbf{Y}_1$ is voor enkele typische waarden van $\mathbf{y}_{fe}$ en $\mathbf{y}_{re}$. Stel dat $\mathbf{y}_{fe}$ zuiver conductief is, $\mathbf{y}_{fe} = g_{fe}$, en $\mathbf{y}_{re}$ zuiver capacitief is, $\mathbf{y}_{re} = -j\omega C_{re}$.

Deze veronderstellingen zijn in werkelijkheid binnen een breed frequentiespectrum zeker realistisch, zoals ook blijkt uit fig. 3.16. Onder deze omstandigheden geldt

$$\mathbf{Y}_1 = \frac{j\omega C_{re} g_{fe}}{\mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L} \tag{8.27}$$

Bij frequenties beneden de resonantiewaarde van de *afgestemde uitgangskring* zal nu $(\mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L)$ inductief zijn, en $\mathbf{Y}_1$ *een negatief reëel deel hebben*. Ten gevolge van dit negatieve reële deel zal de totale admittantie van het knooppunt $\mathbf{U}_1$ naar de aarde naar alle waarschijnlijkheid ergens in de frequentieband een negatief reëel deel hebben. Bij een bepaalde waarde van de bronimpedantie kunnen zodoende zelfbekrachtigende oscillaties gaan optreden die de juiste werking van de transistor als versterker verstoren; we komen hierop nog nader terug.

We willen de totale admittantie van knooppunt $\mathbf{U}_1$ naar aarde in fig. 8.6 aanduiden met $\mathbf{Y}_D$, zodat

$$\mathbf{U}_1 = \frac{\mathbf{I}_s}{\mathbf{Y}_D} = \frac{\mathbf{I}_s}{G_s + \mathbf{y}_{ie} + \mathbf{Y}_1} \equiv \frac{\mathbf{I}_s}{G_D + jB_D} \tag{8.28}$$

Als G_D ergens in de frequentieband negatief is kan men de volgende reeks aanpassingen uitvoeren. Bij een gegeven frequentie waarvoor G_D negatief is sluiten we een geschikte susceptantie (in dit geval inductief) over de ingangsklemmen van de transistor om $B_D = 0$ te maken. Vervolgens verbinden we een geschikte *positieve weerstand* over de ingangsklemmen om $G_D = 0$ te maken. Het resultaat van deze veranderingen is dat de totale admittantie bij de ingangsklemmen is $Y_D = 0$. Er kan nu een sinusvormige

spanning U_1 bestaan bij de frequentie waarvoor $Y_D = 0$, zonder dat er een ingangsstroom wordt aangelegd. Dat wil zeggen, de schakeling zal bij deze frequentie oscilleren.

De betekenis van de bovenstaande veranderingen kan ook uitgedrukt worden in termen van polen en nulpunten. De aanpassing maakt $Y_D = 0$ voor sinusvormige werking bij een zekere frequentie ω_1; de admittantie $\mathbf{Y}_D(s)$ heeft zodoende een tweetal nulpunten bij $\pm j\omega_1$. Uit (8.28) volgt dan dat $\mathbf{U}_1(s)$ een tweetal polen heeft op de imaginaire as bij $\pm j\omega_1$, en de schakeling is dus onstabiel.

8.4.4. *Aanpassing van de versterkerbelasting om oscillatie te vermijden*

Ondanks het feit dat het reële deel van $\mathbf{Y}_D$ over een bepaalde frequentieband negatief is, zal de schakeling van fig. 8.5 *zonder meer* toch bevredigend werken, zonder oscillaties en met frequentiekarakteristieken van de gewenste vorm. Dit is reeds in par. 8.4.2 aangetoond. In par. 8.4.3 is ook gebleken dat we om oscillaties in deze schakeling op te wekken een *inductieve susceptantie* van een geschikte waarde over de ingangsklemmen moesten aansluiten, en een dergelijke zelfinductie is in de schakeling van fig. 8.5 niet aanwezig.

De moeilijkheid van de afgestemde versterker is nu, zoals reeds in par. 8.1 naar voren is gebracht, dat we de versterker dikwijls niet met een zuiver resistieve ingangskring, maar met een *afgestemde ingangskring* willen gebruiken. Onder deze omstandigheden is het zeer waarschijnlijk dat bij een zekere frequentie in de buurt van de doorlaatband aan de bovenstaande oscillatievoorwaarde wordt voldaan, zodat de versterker onstabiel wordt. We stellen daarom aan een goed ontwerp de eis dat *het reële deel van de impedantie* $\mathbf{Y}_D$ ($\mathbf{I}_s/\mathbf{U}_1$ in fig. 8.5 of 8.6) *positief moet zijn* voor alle frequenties waar het bij de versterking om gaat:

$$\mathrm{Re}[\mathbf{Y}_D] = (G_s + g_{ie} + \mathrm{Re}[\mathbf{Y}_1]) > 0 \tag{8.29}$$

Alleen als aan deze voorwaarde wordt voldaan, kunnen we er zeker van zijn dat de versterker stabiel is ongeacht de passieve elementen die aan de ingang aangesloten worden. Helaas is $\mathrm{Re}\,[\mathbf{Y}_1]$ geen eenvoudige functie. Om een inzicht te krijgen in ongelijkheid (8.29) moeten we daarom overgaan op een grafische voorstellingswijze.

We beginnen met het onderzoek van de admittantie $\mathbf{Y}_1$, (8.26). Als we $\mathbf{Y}_2 = \mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L$ definiëren, op de manier van fig. 8.5, kunnen we (8.26) schrijven als:

$$\mathbf{Y}_1 = -\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}/\mathbf{Y}_2 \tag{8.30}$$

Merk op dat we $\mathbf{Y}_1$ volgens (8.25) en (8.26) ook kunnen schrijven als:

$$\mathbf{Y}_1 = \mathbf{y}_{re} \cdot \mathbf{U}_2/\mathbf{U}_1 \tag{8.31}$$

zodat we de (8.7) en (8.14) kunnen omzetten van spanningsversterking in vergelijkingen voor $\mathbf{Y}_1$ door ze eenvoudig met $\mathbf{y}_{re}$ te vermenigvuldigen. De noemer van deze beide vergelijkingen is zodoende de uitdrukking die we nu $\mathbf{Y}_2$ noemen.

Uit (8.7) blijkt dat de admittantie $\mathbf{Y}_2$ de parallelle combinatie van G's, L's en C's in de uitgangskring van de versterker voorstelt. Voor sinusvormige signalen is het een complex getal, en een functie van de frequentie. Uit de noemer van (8.14) volgt dat het reële deel van deze admittantie bij frequentieverandering van het sinusvormige signaal constant blijft op de waarde $g_{oe} + G$, terwijl het imaginaire deel van grote negatieve waarden verloopt tot grote positieve waarden. Een grafiek van $\mathbf{Y}_2$ als functie van de frequentie in het complexe vlak is dus een verticale rechte, zoals in fig. 8.7 is getekend. Elk punt van deze meetkundige plaats komt overeen met de complexe waarde van $\mathbf{Y}_2$ bij een zekere frequentie; bij $\omega' = 0$ (dat wil zeggen $\omega = \omega_0$, de resonantiefrequentie voor $\mathbf{Y}_2$) is de admittantie reëel en $G_2 = g_{oe} + G$. De frequenties waarvoor $|\mathbf{Y}_2|$ is $\sqrt{2G_2}$, hetgeen ongeveer overeenkomt met de frequenties waarvoor de absolute grootte van de spanningsversterking gedaald is tot $1/\sqrt{2} \cdot A_\mu(\omega_0)$, treden op waar de hoek van $\mathbf{Y}_2$ $\pm$ 45° is. Het door een dikke lijn aangegeven deel van de meetkundige plaats in fig. 8.7 stelt dus de doorlaatband van de versterker voor.

Bij het onderzoek van de admittantie $\mathbf{Y}_1$ in (8.30) is het aan te bevelen om de aandacht te concentreren op de impedantie $\mathbf{Z}_2 = 1/\mathbf{Y}_2$. De meetkundige plaats van deze impedantie als functie van de frequentie in het complexe vlak, is de inverse van de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_2$; de vorm ervan is een cirkel, zoals in fig. 8.8 te zien is. Het feit dat de rechte van fig. 8.7 bij 'inversie' een cirkel levert is op de volgende manier eenvoudig geometrisch te bewijzen. We mogen de inverse van $\mathbf{Y}_2$ schrijven als:

$$\mathbf{Z}_2 = \left|\mathbf{Z}_2\right| e^{j\theta_\mathbf{z}} = 1/\mathbf{Y}_2 = \frac{1}{\mathbf{Y}_2} e^{-j\theta_\mathbf{y}} \tag{8.32}$$

De absolute grootten van $\mathbf{Z}_2$ en $\mathbf{Y}_2$ zijn zodoende reciproken, en de hoeken ervan gelijk maar tegengesteld van teken. Laten we nu eerst de absolute grootte bezien, aan de

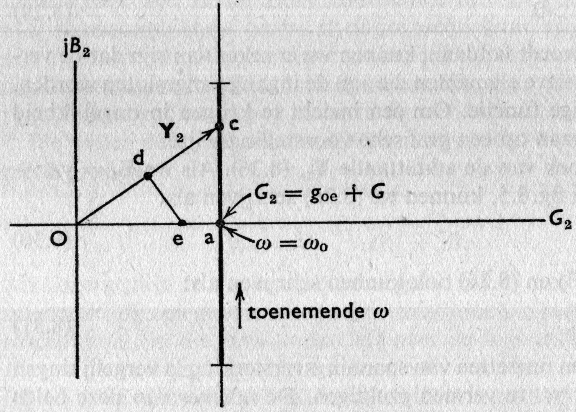


Fig. 8.7. Meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_2(\omega)$ in het complexe vlak.

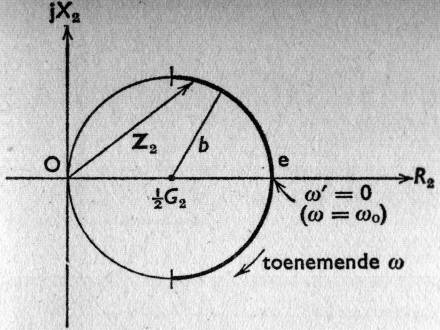


Fig. 8.8. Meetkundige plaats van $\mathbf{Z}_2 = 1/\mathbf{Y}_2$; $G_2 = g_{oe} + G$.

hand van de in fig. 8.7 getekende constructie. Bepaal het punt e zodanig dat Oe = 1/Oa. Kies een willekeurig punt c op de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_2$ (niet samenvallend met punt a), en een punt d zodanig dat Oc = 1/Od. Uit de constructie volgt dan dat

$$\text{Oe}/\text{Oc} = \text{Od}/\text{Oa} \tag{8.33}$$

De driehoeken Oac en Ode zijn derhalve gelijkvormig, en hoek Ode is 90°. Hieruit volgt dat deomgeschreven cirkel van driehoek Ode de diameter Oe heeft. Aangezien het punt c op een willekeurige plaats van de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_2$ is gekozen, is het duidelijk dat alle punten op de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_2$ bij 'inversie' punten leveren op de omgeschreven cirkel met Oe als diameter. Om nu nog te voldoen aan de eis aangaande de hoeken in (8.32) is het alleen nodig om de bovenste en onderste halve cirkels te verwisselen, wat dan de cirkelvormige meetkundige plaats van fig. 8.8 levert. De straal van deze cirkel is $1/2(g_{oe} + G)$. Het deel van de cirkel dat met een dikke lijn is aangegeven komt overeen met de doorlaatband van de versterker.

Om nu verder te gaan met het onderzoek van $\mathbf{Y}_1$ schrijven we (8.30) als volgt:

$$\mathbf{Y}_1 = -\mathbf{Z}_2\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re} = -\mathbf{Z}_2 \left| \mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re} \right| e^{j(\theta_{fe} + \theta_{re})} \tag{8.34}$$

Omdat de imaginaire delen van $\mathbf{y}_{fe}$ en $\mathbf{y}_{re}$ niet wegvallen door de susceptantie van een resonerende zelfinductie [wat het eenvoudigst blijkt uit (8.30)], nemen we weer aan dat $\mathbf{y}_{fe}$ en $\mathbf{y}_{re}$ constant zijn over het betreffende frequentiebereik, dat wil zeggen $C'_{fe} = C'_{re} \approx 0$. Het resultaat van de vermenigvuldiging in (8.34) is zodoende dat bij de absolute waarde en de hoek van $\mathbf{Z}_1$ bij frequenties in de omgeving van ω_0 een constante moet worden opgeteld. Hieruit volgt dat de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_1$ als functie van de frequentie gegeven wordt door een cirkel zoals die in fig. 8.8, maar met een andere straal en een verdraaiing rond de oorsprong over een hoek $\Phi = \theta_{fe} + \theta_{re} + 180°$. Voor normale transistors ligt $\theta_{re} \approx -90°$ en θ_{fe} in de regel tussen 0° en −90°. De hoek Φ ligt dus doorgaans tussen 0° en +90°, terwijl de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_1$ de in fig. 8.9 afgebeelde vorm heeft. Uit (8.34) en de toegepaste constructiemethode volgt voor de straal van de cirkel in fig. 8.9:

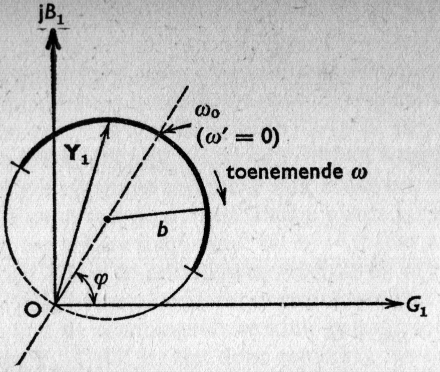


Fig. 8.9. Meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_1(\omega)$.

$$b = \frac{|\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}|}{2(g_{oe} + G)} \tag{8.35}$$

Het deel van de cirkel dat met de doorlaatband overeenkomt is weer door een dikke lijn aangegeven.

Let er op dat de volledige cirkel met het *hele* frequentiegebied tussen nul en oneindig overeenkomt, terwijl de transisorparameters $\mathbf{y}_{fe}$ en $\mathbf{y}_{re}$ alleen als constanten opgevat mogen worden in het frequentiegebied in of nabij de doorlaatband. De delen van de cirkel die de frequenties ver van de doorlaatband voorstellen zijn daarom in fig. 8.9 gestippeld getekend. Bij smalle-bandversterkers verloopt de afgestemde susceptantie zo snel met de frequentie dat het frequentiegebied in of nabij de doorlaatband bijna de hele omtrek van de cirkel omvat, zodat de cirkel veel nuttige informatie levert.

Uit de cirkelvormige meetkundige plaats in fig. 8.9 blijkt dat $\mathbf{Y}_1$ binnen de doorlaatband van de versterker aanzienlijk verloopt. Verder volgt uit de (karakteristieke) ligging van de cirkel dat het reële deel van $\mathbf{Y}_1$ over een aanmerkelijk deel van de cirkel negatief is. De mogelijkheid bestaat dus zeker dat aan ongelijkheid 8.29 niet wordt voldaan, en dat de versterker zodoende gaat oscilleren wanneer bepaalde passieve elementen als deel van de bronimpedantie aan de ingang worden aangesloten.

Om nu onze grafische interpretatie uit te breiden maken we gebruik van het uit fig. 8.6 en (8.1) volgende gegeven dat:

$$\mathbf{Y}_D = G_s + \mathbf{y}_{ie} + \mathbf{Y}_1 = G_s + g_{ie} + j\omega_o C_{ie} + j(\omega - \omega_o)C'_{ie} + \mathbf{Y}_1 \tag{8.36}$$

Voor voorlopige stabiliteitsberekeningen mogen we $\mathbf{y}_{ie}$ in de omgeving van de doorlaatband als een constante opvatten. In (8.36) zullen we dus aannemen dat $C'_{ie} = 0$. We krijgen dan de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_D$ door eenvoudig de complexe constante $(g_{ie} + G_s + j\omega_o C_{ie})$ op te tellen bij de in fig. 8.9 afgebeelde meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_1$; het resultaat is in fig. 8.10 getekend. In de voorstelling van deze figuur houdt de

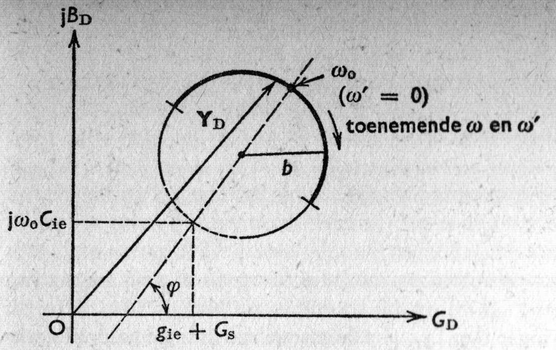


Fig. 8.10. Meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_D(\omega)$.

stabiliteitsvoorwaarde in dat de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_D$ de verticale as niet mag snijden. Uit fig. 8.9 volgt voor de maximale negatieve waarde van $\mathrm{Re}[\mathbf{Y}_1]$:

$$\mathrm{Re}\,[\mathbf{Y}_1]_{\max\ \mathrm{neg}} = b\cos\Phi - b \tag{8.37}$$

We kunnen de stabiliteitsvoorwaarde, ongelijkheid (8.29), dus anders schrijven als

$$(g_{ie} + G_s + b\cos\Phi - b) > 0 \tag{8.38}$$

of, door subsitutie van b uit (8.35):

$$\left(g_{ie} + G_s - \frac{\mathrm{Re}[\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}]}{2(g_{oe} + G)} - \frac{|\,\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}\,|}{2(g_{oe} + G)}\right) > 0 \tag{8.39}$$

of wel

$$\{2(g_{ie} + G_s)(g_{oe} + G) - \mathrm{Re}[\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}] - |\,\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}\,|\,\} > 0 \tag{8.39a}$$

Let er echter wel op dat de grafische constructies die dit resultaat mogelijk maken stilzwijgend vooropstellen dat $(g_{ie} + G_s) > 0$ en $(g_{oe} + G) > 0$; het ligt voor de hand dat ook aan deze voorwaarden voldaan moet zijn om te garanderen dat de versterker voor alle denkbare ingangsomstandigheden stabiel is.

Uit ongelijkheid (8.39) blijkt dat men de stabiliteit van de versterker kan beheersen door de keuze van G_s en G (of door de keuze van de transformatieverhoudingen van de transformators die gebruikt worden om deze elementen met de versterker te koppelen). Verhoging van G leidt volgens (8.35) tot een verkleining van de cirkelstraal, zoals in fig. 8.11 in beeld is gebracht. Verhoging van G_s leidt tot een verplaatsing van de cirkel in fig. 8.11 naar rechts. Beide veranderingen kunnen ertoe leiden dat de cirkel geheel in de rechterhelft van het complexe vlak komt te liggen, waardoor men er zeker van is dat G_D nooit negatief kan worden.

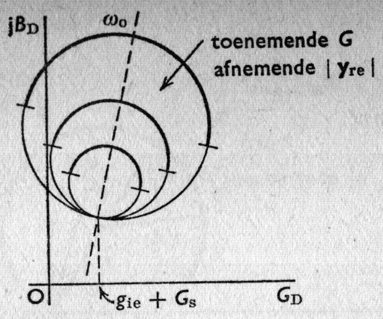


Fig. 8.11. De invloed van de verandering in G en $|\,\mathbf{y}_{re}\,|$ op de grootte van de ingangsadmittantie-cirkel.

Een andere mogelijkheid om aan de voorwaarde van ongelijkheid (8.39) te voldoen is de schakeling van de afgestemde versterker zodanig te veranderen dat de schijnbare grootte van $\mathbf{y}_{re}$ daalt. Een verlaging van $\mathbf{y}_{re}$ brengt volgens (8.35) een kleinere straal van de meetkundige plaats van $\mathbf{Y}_D$ met zich mee, zoals in fig. 8.11 is getekend. Wordt $\mathbf{y}_{re}$ tot nul gereduceerd, dan gaat ook de straal van de meetkundige plaats naar nul, zodat dan uiteraard aan ongelijkheid (8.39) wordt voldaan, omdat $\mathbf{Y}_1$ immers nul is. Dit betekent dat een verlaging van $\mathbf{y}_{re}$, eventueel tot nul, de wisselwerking tussen ingangs- en uitgangskring verlaagt respectievelijk uitschakelt.

8.4.5. *Transistorstabiliteit*

De bovenvermelde stabiliteitsvoorwaarde [ongelijkheid (8.39)] hangt zowel af van de belastings- en bronimpedanties als van de transistorparameters. Het is daarbij praktisch om ook over een stabiliteitsvoorwaarde voor de transistor alleen te beschikken, los van de bron- en belastingsparameters. Waar het ons hierbij om gaat is een voorwaarde te vinden ten aanzien van de transistorparameters waaruit blijkt of een transistor bij een gegeven frequentie stabiel is *voor willekeurige bron- en belastingsadmittanties*. Om die te vinden stellen we $G_s = G = 0$ in ongelijkheid (8.39), hetgeen levert:

$$\left(g_{ie} - \frac{\mathrm{Re}[\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}]}{2g_{oe}} - \frac{|\,\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}\,|}{2g_{oe}}\right) > 0 \tag{8.40}$$

Merk op dat we hierbij hetzelfde criterium gebruiken als tevoren, dat wil zeggen ongelijkheid (8.39) met $G_s = G = 0$, om de stabiliteit van de transistor te bepalen, maar nu bij *één* frequentie en *willekeurige* ingangs- en uitgangsbelastingen. Deze verlegging van ons standpunt is toegestaan, omdat de afgestemde kring bij de voorgaande bespreking de transistor in feite met alle mogelijke frequentiewaarden belastte wanneer de frequentie slechts een geringe fluctuatie om ω_0 vertoonde. Dit maakt de onderhavige

situatie met een vaste frequentie en een willekeurige belasting bijna identiek aan het hierboven besproken geval van de afgestemde belasting.

Ongelijkheid (8.40) levert een maat voor de inherente instabiliteit van de transistor. Als de transistorparameters het totaal van de termen tussen haken bij een gegeven frequentie negatief maken, is de transistor apart genomen *potentieel onstabiel*, dat wil zeggen er zijn bron- en belastingsadmittanties waarbij zelfbekrachtigende oscillaties in de schakeling kunnen optreden. Zijn de parameters zodanig dat de factor tussen haken bij een gegeven frequentie positief is, dan is de transistor bij die frequentie apart genomen *onvoorwaardelijk stabiel*, dat wil zeggen stabiel ongeacht de bron- en belastingsadmittanties. Ook in dit geval is bij de geometrische constructies die tot dit resultaat leiden weer stilzwijgend aangenomen dat g_{ie} en g_{oe} positief zijn; ook dit is noodzakelijk voor de onvoorwaardelijke stabiliteit.

Men mag hierbij echter niet vergeten dat de transistorparameters functies zijn van de frequentie, en het blijkt dan ook dat bijna alle transistors potentieel onstabiel zijn in bepaalde frequentiegebieden en onvoorwaardelijk stabiel in andere. Zo zijn alle transistors onvoorwaardelijk stabiel bij lage frequenties, omdat $\mathbf{y}_{re}$ bij deze frequenties een kleine absolute grootte heeft en een gunstige hoek. Verder blijken alle transistors ook onvoorwaardelijk stabiel te zijn bij voldoende hoge frequenties, ten dele omdat de absolute waarden van $\mathbf{y}_{fe}$ en $\mathbf{y}_{re}$ bij die frequenties klein worden. De meeste transistors zijn echter potentieel onstabiel voor een bepaalde tussenliggende frequentieband, en het is juist in dit gebied dat veel afgestemde versterkers moeten werken.

8.4.6. *Een illustratief voorbeeld*

Ter illustratie van deze begrippen willen we nu de stabiliteit onderzoeken van de in par. 8.2 (eerste voorbeeld) besproken versterker. Met behulp van ongelijkheid (8.40) vinden we voor de transistor alleen:

$$2g_{ie}g_{oe} - \mathrm{Re}[\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}] - |\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}| = (2)(1)(0{,}15) - 0 - (50)(0{,}03) = -1{,}2(\mathrm{mS})^2$$

De transistor is dus potentieel onstabiel omstreeks 480 kHz. Stel nu dat de versterker wordt gestuurd door een bron met een bronadmittantie $G_s = 0{,}1$ mS. Uit ongelijkheid (8.39) volgt hiervoor:

$$2(g_{ie} + G_s)(g_{oe} + G) - \mathrm{Re}\,[\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}] - |\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}| = (2)(1{,}1)(1{,}15) - 0 - (50)(0{,}03) = 0{,}59(\mathrm{mS})^2$$

Voor deze bron- en belastingsgeleidbaarheid is de versterker dus stabiel, zelfs al sluiten we er een afgestemde ingangskring op aan.

In fig. 8.12 is de meetkundige plaats getekend van de admittantie $\mathbf{Y}_D$ aan de ingang van deze versterker. De numerieke waarden die bij de constructie van deze meetkundige plaats zijn gebruikt, worden als volgt gevonden. De straal van de cirkel levert (8.35)

$$b = \frac{|\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}|}{2(g_{oe} + G)} = \frac{(50)(0{,}03)}{(2)(1{,}15)} = 0{,}65 \text{ mS}$$

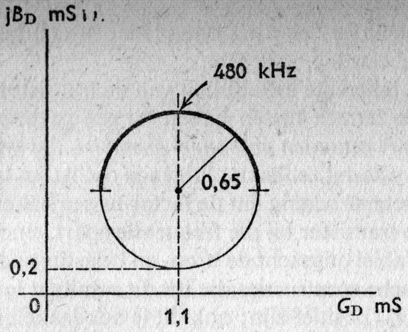


Fig. 8.12. Meetkundige plaats van de admittantie in het voorbeeld van par. 8.4.6.

De hoek Φ, afgebeeld in fig. 8.10, is:

$$\Phi = \theta_{fe} + \theta_{re} + 180° = 90°$$

Het onderste punt van de cirkel krijgen we tenslotte (aangezien $\Phi = 90°$) door:

$$G_s + y_{ie} = 1{,}1 + j\,0{,}2 \text{ mS}$$

Zoals uit fig. 8.12 blijkt is het reële deel van de admittantie bij de ingang van de versterker positief voor alle frequenties, hetgeen dus klopt met de bovenbeschreven stabiliteitsvoorwaarde.

8.5. NEUTRALISATIE

In par. 8.4 is vastgesteld dat het om een versterker te krijgen die stabiel is voor alle ingangsadmittantiewaarden, nodig is om ofwel G_s en G betrekkelijk groot te maken, ofwel de schijnbare grootte van $\mathbf{y}_{re}$ voldoende klein te maken. De absolute waarde van G_s en G heeft men rechtstreeks in de hand door een geschikte keuze van de transformators die voor de verbinding tussen de versterker en de bron en belasting zorgen. Voor de regeling van de virtuele grootte van $\mathbf{y}_{re}$ is echter een speciale schakeling nodig, zodat dit aspect een nadere bespreking vereist.

De werkwijze om de schijnbare grootte van $\mathbf{y}_{re}$ door middel van schakelingselementen buiten de transistor zelf te verlagen noemt men *neutralisatie*; men probeert op deze wijze de inwendige terugkoppeling binnen de transistor geheel of gedeeltelijk te compenseren. Neutralisatie leidt dus tot een verkleining van de cirkel die de meetkundige plaats van de ingangsadmittantie voorstelt, op de manier van fig. 8.11. Het is hiermee mogelijk om een versterker die onstabiel is voor bepaalde bronadmittanties zodanig te modificeren dat hij voor alle bronadmittanties onvoorwaardelijk stabiel wordt. Fig.

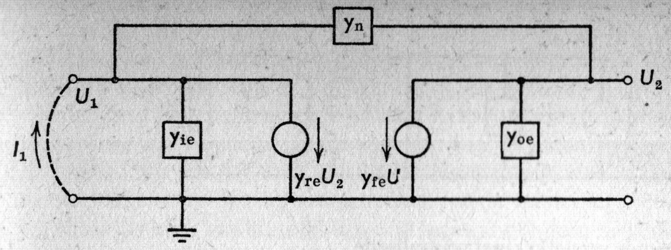


Fig. 8.13. De fundamentele schakelingsconfiguratie voor het neutraliseren van een transistor.

8.13 geeft een voorbeeld van een schakeling zoals die wordt gebruikt om de transistor te neutraliseren; het neutraliserende element hierin is de admittantie $\mathbf{y}_n$, die buiten de transistor om tussen ingangs- en uitgangsklemmen is aangesloten. De terugkoppelingsparameter $\mathbf{y}'_{re}$ van de geneutraliseerde transistor kan aan de hand van fig. 8.13 worden bepaald door een spanning aan te leggen bij $\mathbf{U}_2$ en dan de stroom $\mathbf{I}_1$ te berekenen die door een kortsluiting van de ingangsklemmen vloeit. Als $U_1 = 0$ vloeit er geen stroom door $\mathbf{y}_{ie}$, zodat de Wet van Kirchhoff voor de stromen bij de ingang levert:

$$\mathbf{I}_1 = \mathbf{y}_{re}\mathbf{U}_2 - \mathbf{y}_n\mathbf{U}_2 \qquad (8.41)$$

Er geldt dus:

$$\mathbf{y}'_{re} = \left.\frac{\mathbf{I}_1}{\mathbf{U}_2}\right|_{U_1 = 0} = \mathbf{y}_{re} - \mathbf{y}_n \qquad (8.42)$$

Om een volledige neutralisatie te krijgen met $y'_{re} = 0$ en geen netto-terugkoppeling moet dus gelden:

$$\mathbf{y}_n = \mathbf{y}_{re} \qquad (8.43)$$

Door deze modificatie hebben we nu een transistor gekregen die equivalent is aan een niet-geneutraliseerde transistor met $y_{re} = 0$; op deze wijze zijn de stromen en spanningen in de ingangskring derhalve onafhankelijk gemaakt van die in de uitgangskring, er wordt geen negatieve weerstand opgewekt en de transistor is onvoorwaardelijk stabiel.

Men mag echter niet vergeten dat $\mathbf{y}_{re}$ een functie is van de frequentie; om $y'_{re} = 0$ te maken voor alle frequenties moet $\mathbf{y}_n$ dus een frequentiekarakteristiek hebben die precies overeenkomt met die van $\mathbf{y}_{re}$. Schakelingen die dit kenmerk vertonen noemt men *volkomen eenzijdig (unilateraal)*, omdat er onder die omstandigheden geen enkele signaaloverdracht in de omkeerrichting optreedt. In de praktijk blijkt het echter onmogelijk te zijn om $\mathbf{y}_n$ precies met $\mathbf{y}_{re}$ te laten samenvallen, zodat we genoegen moeten nemen met een globale compensatie van $\mathbf{y}_{re}$ binnen een geschikt gekozen frequentieband die ook de doorlaatband van de versterker omvat. Op deze wijze aangepaste

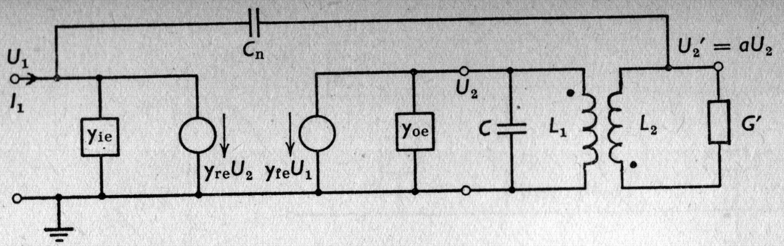


Fig. 8.14. Praktische afgestemde versterker met neutralisatie.

schakelingen noemt men *geneutraliseerd.*

In het gebruikelijke geval van sinusvormige signalen is $\mathbf{y}_{re} \approx -j\omega C_{re}$, en (8.43) schrijft dan voor dat $\mathbf{y}_n$ een negatieve susceptantie moet zijn. Het gebruik van een zelfinductie voor $\mathbf{y}_n$ levert een dergelijke negatieve susceptantie, maar de frequentie-karakteristiek komt helemaal niet goed overeen met die van $\mathbf{y}_{re}$. Een zelfinductie alléén kan dan ook geen neutralisatie van betekenis leveren, behalve in een zeer smalle frequentieband, wat dan ook de reden is dat men zelden hiermee kan volstaan. In fig. 8.14 is een schakeling getekend met een condensator als neutraliserend element. De ferrietkern in de transformator levert de tekenomkering voor het minteken dat we voor $\mathbf{y}_n$ nodig hebben. Deze schakeling levert een redelijk goede neutralisatie over een voldoende brede frequentieband. Wordt de transformatieverhouding van de transformator gegeven door $a = U_2'/U_2$, dan houdt de voorwaarde voor volledige neutralisatie in dat:

$$aC_n = C_{re} \tag{8.44}$$

Bij de analyse en het ontwerp van geneutraliseerde afgestemde versterkers is het praktisch om het neutraliserende element $\mathbf{y}_n$ samen te vatten met de geneutraliseerde transistor, en voor het geheel een nieuw stelsel **y**-parameters te bepalen. Dit is eenvoudig genoeg: voor de in fig. 8.13 afgebeelde configuratie worden de samengestelde parameters ten opzichte van de knooppunten U_1 en U_2:

$$\mathbf{y}'_{ie} = \mathbf{y}_{ie} + \mathbf{y}_n \qquad \mathbf{y}'_{re} = \mathbf{y}_{re} + a\mathbf{y}_n$$
$$\mathbf{y}'_{fe} = \mathbf{y}_{fe} + a\mathbf{y}_n \qquad \mathbf{y}'_{oe} = \mathbf{y}_{oe} + a^2\mathbf{y}_n \tag{8.45}$$

Voor andere geneutraliseerde schakelingen kan men de samengestelde parameters op een analoge manier afleiden; de resultaten zijn van dezelfde vorm als (8.45). Het is nuttig om op te merken dat als $\mathbf{y}_n$ zuiver imaginair is, wat in de praktijk vaak het geval blijkt, $\mathbf{y}_n$ niet van invloed is op de reële delen van de samengestelde parameters.

Neutralisatie levert geen volkomen bevredigende oplossing van het stabiliteitsprobleem van afgestemde versterkers. Zo is een vrij zorgvuldige afstelling van $\mathbf{y}_n$ vereist om een goede werking te bereiken, een aspect dat bij massafabricage moeilijkheden op

kan leveren. Verder zijn de transistorparameters functies van de temperatuur en de instelling van het werkpunt. Verloopt de temperatuur of wordt het werkpunt verplaatst (bijvoorbeeld om een automatische versterkingsregeling te krijgen), dan kan de neutralisatie daardoor worden opgeheven. In veel gevallen is het daarom te prefereren om de transistor ongeneutraliseerd te laten en het stabiliteitsprobleem op te lossen door de toepassing van voldoende grote waarden van de belastings- en brongeleidbaarheid, op de manier van par. 8.4, ook al leidt deze laatste methode in de regel tot een wat lagere versterkingsfactor dan bij een geneutraliseerde versterker met dezelfde stabiliteitsmarge. In de praktijk besluit men dan ook meestal om geen neutralisatie toe te passen, tenzij het verlies aan versterking in het alternatieve ontwerp te groot wordt. We zullen nader op de versterkingsaspecten van de schakeling ingaan in par. 8.6.

8.6. VERMOGENSVERSTERKING VAN AFGESTEMDE VERSTERKERS

8.6.1. *Ingangs- en uitgangsvermogen*

We zijn dit hoofdstuk begonnen met een berekening van de spanningsversterking van een afgestemde versterker voor een bronweerstand nul. Vervolgens hebben we de overdrachtsfunctie $\mathbf{U}_2/\mathbf{I}_s$ berekend. Tenslotte hebben we bepaald welke neutralisatie of extra shuntelementen in ingangs- en uitgangskring nodig zijn om een stabiele werking te garanderen. In dit stadium gekomen mogen we ons echter wel afvragen of de versterker, na al deze modificaties, nog wel enige versterking vertoont.

De kwestie van de versterking wordt nogal gecompliceerd door de transformators die in veel afgestemde versterkerschakelingen worden gebruikt om de bron en de belasting met de transistor te koppelen. Deze transformators veranderen de stroom- en spanningsniveaus, waardoor ze lastige complicaties in de uitdrukkingen voor de stroom- en spanningsversterking van de schakeling introduceren. Transformators met 100% rendement brengen echter geen verandering in het vermogensniveau. In dit geval is het dan ook in de regel eenvoudiger om met de vermogensversterking te werken. Om nu na te gaan of het geheel het signaalvermogen inderdaad nog versterkt, willen we nu het gedrag van de afgestemde versterker bezien en de uitdrukking afleiden van de vermogensversterkingsfunctie.

In fig. 8.15 is het model van een afgestemde versterker voor kleine signalen weergegeven. Als de transistor geneutraliseerd is, zijn de vermelde **y**-parameters samengestelde versies, waarin het effect van het neutraliserende element op de wijze van (8.45) is inbegrepen. Als de feitelijke belastingsadmittantie via een impedantietransformerend netwerk met de versterker gekoppeld is, zoals in de praktijk veel voorkomt, stelt $\mathbf{Y}_L$ de belastingsadmittantie voor aan de primaire transformatorwikkeling.

Om nu het ingangsvermogen van de versterker te berekenen, maken we om te beginnen gebruik van het feit dat de stroombron $\mathbf{y}_{re}\mathbf{U}_2$ in fig. 8.15 equivalent is aan de in fig. 8.6 opgenomen admittantie $\mathbf{Y}_1$. Hiervoor geldt volgens (8.26):

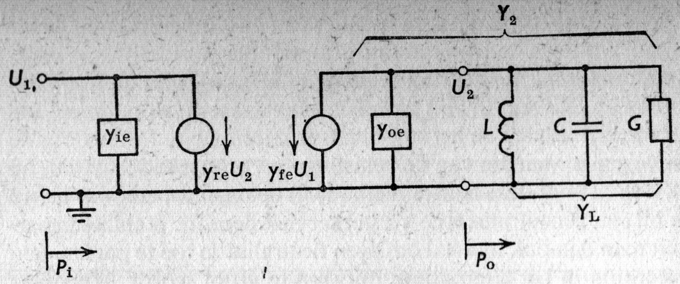


Fig. 8.15. Afgestemde versterker.

$$\mathbf{Y}_1 = -\frac{\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}}{\mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L} \tag{8.46}$$

Als U_1 de effectieve waarde van de ingangsspanning voorstelt, wordt het ingangsvermogen van de versterker zodoende:

$$P_i = \text{Re}\,[\mathbf{y}_{ie} + \mathbf{Y}_1]\,|\,U_1\,|^2 \tag{8.47}$$

Aangezien we aannemen dat de transformator die de belasting en de versterker verbindt (indien aanwezig) een rendement heeft van 100%, is het vermogen dat $\mathbf{Y}_L$ in fig. 8.15 ontvangt gelijk aan het vermogen dat aan de belasting wordt toegevoerd. Geven we de effectieve waarde van de spanning over $\mathbf{Y}_L$ aan met U_2, dan wordt het aan de belasting afgegeven uitgangsvermogen:

$$P_o = \text{Re}\,[\mathbf{Y}_L]\,|\,U_2\,|^2 \tag{8.48}$$

Volgens fig. 8.15 geldt echter:

$$|\,U_2\,| = \frac{|\,\mathbf{y}_{fe}\,||\,U_1\,|}{|\,\mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L\,|} \tag{8.49}$$

zodat:

$$P_o = \frac{|\,\mathbf{y}_{fe}\,|^2\,\text{Re}[\mathbf{Y}_L]}{|\,\mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L\,|^2}\,|\,U_1\,|^2 \tag{8.50}$$

De vermogensversterking van de versterker wordt dus:

$$\frac{P_o}{P_i} \equiv A_p = \frac{|\,\mathbf{y}_{fe}\,|^2\,\text{Re}[\mathbf{Y}_L]}{|\,\mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L\,|^2\,\text{Re}[\mathbf{y}_{ie} + \mathbf{Y}_1]} \tag{8.51}$$

We wijzen er op dat $[\mathbf{y}_{ie} + \mathbf{Y}_1]$ in de noemer gelijk is aan $\mathbf{Y}_D$ in fig. 8.10 voor $G_s = 0$.

De transistorparameters in (8.51) zijn langzaam verlopende functies van de fre-

quentie. De admittantie $\mathbf{Y}_L$ echter, die driemaal in (8.51) voorkomt [eenmaal impliciet in $\mathbf{Y}_1$ via (8.46)], stelt in het onderhavige voorbeeld een afgestemde kring met hoge Q voor, en is geen constante; het is in feite $\mathbf{Y}_L$ die de banddoorlaatkarakteristiek van de versterker bepaalt. De vermogensversterking is zodoende een functie van de frequentie, en we zullen aantonen dat in dit geval de waarde ervan een maximum bereikt bij de resonantiefrequentie van de uitgangskring. De maximale waarde van de versterkingsfactor en de frequentie waarbij deze optreedt, kunnen beide met behulp van (8.51) worden bepaald. De berekening ervan is in het algemene geval echter bijzonder omslachtig, en we zullen haar daarom hier niet opnemen en ons beperken tot enkele belangrijke speciale voorbeelden waarvan de berekening veel eenvoudiger is.

8.6.2. *De volkomen unilaterale versterker* ($y_{re} = 0$)

Laten we beginnen met te veronderstellen dat de transistor volledig geneutraliseerd is, zodat $\mathbf{y}_{re} = 0$ en $Y_1 = 0$. Als we dan aannemen dat de transistorparameters $\mathbf{y}_{fe}$ en $\mathbf{y}_{ie}$ constant zijn in de omgeving van ω_o (dat wil zeggen $C'_{fe} = C'_{ie} = 0$), volgt uit (8.51) en (8.46) dat A_p een maximum bereikt bij $\omega = \omega_o$, de resonantiefrequentie voor $\mathbf{Y}_2 = \mathbf{y}_{oe} + \mathbf{Y}_L$. In dit geval wordt de maximale vermogensversterking:

$$A_p(\omega_o)\Big|_{\mathbf{y}_{re}=0} = \frac{|\,\mathbf{y}_{fe}\,|^2\, G}{g_{ie}(g_{oe}+G)^2} \tag{8.52}$$

Voor $y_{re} = 0$ is de uitgangsgeleidbaarheid van de transistor eenvoudig g_{oe}, en men verkrijgt een maximaal uitgangsvermogen door de belastingsgeleidbaarheid aan te passen aan g_{oe}. Verder is in dit geval het ingangsvermogen onafhankelijk van de belastingsgeleidbaarheid, en aangepaste geleidbaarheden leveren zodoende de maximale beschikbare eenzijdige versterking. Uit (8.52) met $G = g_{oe}$ volgt voor deze versterking:

$$A_p(\omega_o)\Big|_{\substack{G=g_{oe}\\ \mathbf{y}_{re}=0}} = \frac{|\,\mathbf{y}_{fe}\,|^2}{4g_{ie}g_{oe}} \tag{8.53}$$

Het is in de regel mogelijk om een hogere versterking dan deze te bereiken, door de transistor geheel of gedeeltelijk ongeneutraliseerd te laten; de maximaal beschikbare eenzijdige vermogensversterking is echter een grootheid die een zeer bruikbaar beeld geeft van de prestaties van een transistor. Ontwerpen die een veel grotere versterking dan deze waarde leveren, vertonen in de regel een kleine stabiliteitsmarge, terwijl ze bovendien zeer gevoelig zijn voor kleine variaties in de schakelingsparameters; deze aspecten zijn ook af te lezen uit de cirkeldiagrammen van fig. 8.11. (8.53) geeft dus een nuttige indicatie van de vermogensversterking die een transistor in een praktische afgestemde versterkerschakeling met betrouwbare eigenschappen kan leveren.

8.6.3. *Het geval dat Y_1 klein is (G groot)*

Er is aan het eind van par. 8.5 al op gewezen dat de neutralisatie van transistorversterkers in de praktijk enige problemen met zich meebrengt, wat de reden is dat men de stabiliteit in de regel veilig stelt door G groot te maken. Deze keuze maakt het echter onmogelijk om de geleidbaarheden aan te passen, waardoor men doorgaans genoegen moet nemen met een wat kleinere versterking dan de maximale waarde die men met aangepaste geleidbaarheden zou kunnen bereiken. Onder deze omstandigheden is het praktisch om de volgende *misaanpassingsfactor* te definiëren:

$$m \equiv G/g_{oe} \tag{8.54}$$

Invulling van deze definitie geeft voor de vermogensversterking bij ω_0 volgens (8.51):

$$A_p(\omega_0) = \frac{m \mid \mathbf{y}_{fe} \mid^2}{g_{ie}g_{oe}(1+m)^2 - \mathrm{Re}[\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}(1+m)]} \tag{8.55}$$

Als de stabiliteitsmarge van de versterker klein is, compenseren de beide termen in de noemer van (8.55) elkaar bijna bij een bepaalde frequentie omstreeks ω_0, zodat de versterking daar groot is. Het is duidelijk dat kleine veranderingen in de transistorparameters dan tot grote veranderingen in de versterkingsfactor leiden, en een dergelijk ontwerp is daarom voor de meeste toepassingen ongeschikt. Wanneer men de versterkerstabiliteit garandeert door $\mathbf{y}_{re}$ klein te maken, wordt de 'reële' term in (8.55) verlaagd; bij $y_{re} = 0$ krijgt men de maximale unilaterale versterking (8.53). Garandeert men de stabiliteit door de geleidbaarheid van de belasting groot te maken, dan wordt de eerste term in de noemer van (8.55) groot ten opzichte van de tweede, waardoor de hele noemer vrij groot wordt en een betrekkelijk lage versterking resulteert. In een typische versterker met stabilisatie door niet-aanpassing kan de versterking dan ook aanzienlijk beneden de maximale unilaterale vermogensversterking liggen.

Eén van de eerste stappen bij het ontwerp van een afgestemde versterker is de keuze van de misaanpassingsfactor m, en hierbij is het handig om uit te gaan van de admittantiecirkel in fig. 8.10. De straal van deze cirkel wordt gegeven door (8.35); in de misaanpassingsfactor uitgedrukt wordt deze vergelijking:

$$b = \frac{\mid \mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re} \mid}{2\, g_{oe}(1+m)} \tag{8.56}$$

De waarde van m moet zodanig gekozen worden dat we een straal krijgen die de cirkel geheel binnen de rechterhelft van het complexe vlak houdt, en dat dan met een geschikte veiligheidsmarge. Hoe groot die 'geschikte' veiligheidsmarge precies moet zijn is een technische kwestie, die voor elke nieuwe afgestemde-versterkertoepassing opnieuw bekeken moet worden.

Moet men om een voldoende stabiliteitsmarge te krijgen werken met een zekere mate van niet-aanpassing van de geleidbaarheden, dan is het belangrijk dat men zich een beeld kan vormen van het verlies aan versterking dat hiervan het gevolg is. Is de verster-

ker zo ontworpen dat de versterkingsfactor aanzienlijk boven de maximale eenzijdige versterking, (8.53), uitgaat, dan worden de prestaties van de versterker nogal gevoelig voor kleine veranderingen in de schakelingsparameters, waar we reeds eerder op hebben gewezen. We vatten daarom (8.53), die alleen van de transistorparameters afhangt, op als de maximale vermogensversterking die met een betrouwbare schakeling bereikbaar is. Om nu een schatting te maken van het verlies aan vermogen als gevolg van de misaanpassing, bepalen we de verhouding van (8.55) en (8.53). Voor normale ontwerpen, waarin de reële term in (8.55) wegvalt, wordt de vereenvoudigde uitdrukking voor deze verhouding:

$$\frac{A_p(\omega_o)}{A_p(\omega_o)\Big|_{\substack{G = g_{oe} \\ y_{re} = 0}}} \approx \frac{4m}{(1+m)^2} \tag{8.57}$$

8.6.4. *Een illustratief voorbeeld*

We willen nu enkele van deze aspecten illustreren door een berekening van de vermogensbetrekkingen van de in par. 8.2 (eerste voorbeeld) behandelde versterker. We herinneren eraan dat de waarden van de transistorparameters bij een midfrequentie van 480 kHz worden gegeven door:

$\mathbf{y}_{ie} = 1{,}0 + j0{,}2$ mS $\qquad \mathbf{y}_{re} = -j0{,}03$ mS
$\mathbf{y}_{fe} = 50$ mS $\qquad \mathbf{y}_{oe} = 0{,}15 + j0{,}15$ mS

De maximale eenzijdige versterking van deze transistor is volgens (8.53):

$$A_p(\omega_o)\Big|_{\substack{G = g_{oe} \\ y_{re} = 0}} = \frac{50^2}{(4)\,(1{,}0)\,(0{,}15)} = 4170 = 36 \text{ dB}$$

In principe zou de versterker deze versterking kunnen leveren, mits de transistor volledig geneutraliseerd zou zijn en de belastingsgeleidbaarheid precies aangepast aan g_{oe}.

De misaanpassingsfactor van deze versterker is:

$$m = G/g_{oe} = 1/0{,}15 = 6{,}67$$

Uit het in par. 8.4.6 uitgewerkte voorbeeld blijkt dat deze versterker onstabiel zal zijn voor bepaalde bronadmittanties als we de geleidbaarheden aanpassen om $m = 1$ te maken. Voor $m = 6{,}67$ is de versterker echter onvoorwaardelijk stabiel met een behoorlijke veiligheidsmarge (zie fig. 8.12). De schatting van het verlies aan vermogensversterking ten gevolge van deze misaanpassing levert volgens (8.57):

$$(4)(6{,}67)/(7{,}67)^2 = 0{,}45$$

zodat de feitelijke vermogensversterking bij $\omega = \omega_o$ wordt:

$$G_p(\omega_o) = (4170)(0{,}45) = 1900 = 33 \text{ dB}$$

8.6.5. *Het geval van de onvoorwaardelijk stabiele transistor*

Als de transistor gebruikt wordt in een frequentiebereik waar hij onvoorwaardelijk stabiel is (zie par. 8.4.5), is het mogelijk om de belastingsgeleidbaarheid in te stellen om een maximale vermogensversterking te bereiken, zonder dat daarbij het gevaar bestaat dat de versterker onstabiel wordt. In dit geval wordt de versterkingsfactor echter een ingewikkelde functie van G [zie (8.55)], en het is dan ook geen eenvoudige zaak om de waarde van G te bepalen waarvoor de vermogensversterking maximaal is. Men heeft echter aan kunnen tonen dat $G = g_{oe}$ een waarde levert die binnen 3 dB van het echte maximum ligt, en voor deze waarde levert (8.55):

$$A_p(\omega_o)\Big|_{G = g_{oe}} = \frac{|\mathbf{y}_{fe}|^2}{4g_{ie}g_{oe} - 2\mathrm{Re}[\mathbf{y}_{fe}\mathbf{y}_{re}]} \tag{8.58}$$

8.6.6. *De maximale werkfrequentie*

Hoewel men de admittantieparameters van de transistor binnen de smalle doorlaatband van de afgestemde versterker als constanten mag beschouwen, zullen ze in het algemeen gesproken functies van de frequentie zijn. Het blijkt dat bij verhoging van de midfrequentie van de doorlaatband de parameters zodanig verlopen dat de mogelijke versterking afneemt. Het is daarom belangrijk om de maximale frequentie te bepalen waarbij nog van enige vermogensversterking sprake is. Om deze waarde te vinden moeten we eerst de **y**-parameters van het hybride-π-model compleet met extrinsieke capaciteiten uitdrukken als functie van de frequentie (fig. 8.16). De gegevens uit fig. 3.16 leveren een duidelijke rechtvaardiging van deze werkwijze. Een beschouwing van het model in fig. 8.16 levert meteen de admittantieparameters van de transistor voor sinusvormige signalen bij zeer hoge frequenties, als we aannemen dat r_x en r_π beide veel groter zijn dan $1/\omega C_\pi$. In dat geval geldt:

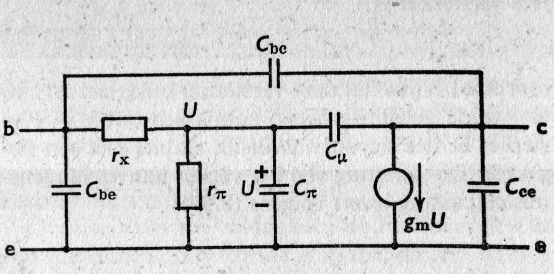


Fig. 8.16. Het hybride-π-model. Voor ω nabij ω_T mag r_π worden verwaarloosd.

$$g_{ie} \approx 1/r_x \tag{8.59}$$

$$g_{oe} \approx g_m \frac{C_\mu}{C_\pi + C_\mu} = \omega_T C_\mu \tag{8.60}$$

$$y_{re} = -\left[\frac{C_\mu g_x}{(C_\pi + C_\mu)} + j\,\omega\, C_{bc}\right] \tag{8.61}$$

Door verder ook de stromen in de voorwaartsrichting door C_μ en C_{bc} ten opzichte van $g_m U$ te verwaarlozen krijgen we

$$y_{fe} \approx g_m \frac{1}{r_x} \frac{1}{j\omega\,(C_\pi + C_\mu)} = \frac{\omega_T}{j\omega r_x} \tag{8.62}$$

Als de midfrequentie van de doorlaatband van de afgestemde versterker zeer hoog ligt, in het frequentiegebied waarvoor (8.59) tot (8.62) gelden, levert (8.53) voor de maximale eenzijdige versterking:

$$A_p\,(\omega_o)\Bigg|_{\substack{G = g_{oe} \\ y_{re} = 0}} = \frac{(\omega_T/\omega_o r_x)^2}{4\omega_T C_\mu / r_x} = \frac{\omega_T}{4\omega_o{}^2 r_x C_\mu} \tag{8.63}$$

Vervolgens berekenen we de versterking voor $G = g_{oe}$, maar zonder neutralisatie, met behulp van (8.58), waarbij we ervan uitgaan dat de transistor in dit frequentiegebied onvoorwaardelijk stabiel is. Volgens (8.61) en (8.62) geldt:

$$\mathrm{Re}\,[y_{fe} y_{re}] = -\omega_T C_{bc}/r_x \tag{8.64}$$

Omdat deze waarde negatief is moet (8.58) voor de vermogensversterking onherroepelijk lager zijn dan de maximale eenzijdige versterking, (8.63). (8.63) stelt dus de maximale versterking voor die bij deze frequenties bereikbaar is. De midfrequentie waarvoor de versterkingsfactor in (8.63) 1 wordt, die we aanduiden met ω_{max}, is zodoende:

$$\omega_{max} = \sqrt{\omega_T/4 r_x C_\mu} \tag{8.65}$$

De frequentie ω_{max} wordt soms als een maat voor de transistorkwaliteit vermeld; meestal ligt de waarde ervan dicht bij ω_T.

Uit (8.63) en (8.65) volgt dat de maximale unilaterale versterking geschreven kan worden als $\omega^2{}_{max}/\omega_o{}^2$, althans voor het gebied van hoge frequenties waarvoor het model van fig. 8.16 en onze andere benaderingen gelden. De maximale eenzijdige versterking neemt dus volgens $1/\omega_o{}^2$ toe als men de midfrequentie tot beneden ω_{max} verlaagt (binnen het geldigheidsgebied van onze benaderingen).

9. DE TRANSISTOR ALS SCHAKELAAR

9.1. INLEIDING

Dit hoofdstuk is gewijd aan een bespreking van de omschakelverschijnselen binnen de transistor bij de kortstondige overgang of omschakeling van de ene stationaire gelijkstroomtoestand in een andere. De werking van de transistor als schakelaar is reeds in hfdst. 2 ter sprake gekomen, waarbij de eigenschappen ervan in de *afsnij-* en *verzadigingsgebieden* onder de loep zijn genomen. In dit hoofdstuk gaat het ons in de eerste plaats om de verschijnselen die zich voordoen bij het omschakelen tussen deze extreme werktoestanden, en in het bijzonder om de voorwaarden waaraan voldaan moet worden om een snelle overgang te bereiken.

De analyse van het transistorgedrag bij de omschakeling is gebaseerd op de karakterisering ervan in termen van de *ladingopslag* of *-accumulatie*. De verschijnselen die hieraan ten grondslag liggen zijn in hfdst. 1 geïntroduceerd, en we gaan er hier daarom van uit dat men goed op de hoogte is van de fundamentele definities en onderlinge betrekkingen van deze verschijnselen. Aanvankelijk zullen we de bespreking eenvoudig houden door alleen de ladingopslag ten gevolge van minderheidsdragers in de basis te beschouwen; in een later stadium, nadat een aantal belangrijke resultaten zijn afgeleid, worden hieraan de verschijnselen ten gevolge van opslag in de ruimteladingslagen toegevoegd. Een verdere vereenvoudiging krijgen we door kleine effecten in verband met transversale spanningsvallen voorlopig buiten beschouwing te laten. Bij de bespreking zullen we er dus van uitgaan dat er geen verschil bestaat tussen de klemspanningen en de junctiespanningen.

Het grootste deel van het hoofdstuk is gewijd aan eenvoudige variaties in de basisstuurstroom in de vorm van stapvormige (sprongvormige, abrupte) impulsen. Hoewel men in de praktijk dikwijls met goede benaderingen van dergelijke abrupte veranderingen werkt, resulteren deze toch niet in de kortste schakeltijden. In de loop van het hoofdstuk zullen we dan ook wijzen op andere vormen van basissturing, die vanuit het oogpunt van schakelsnelheid gezien efficiënter zijn, en waarop vooral aan het eind van dit hoofdstuk nader wordt ingegaan.

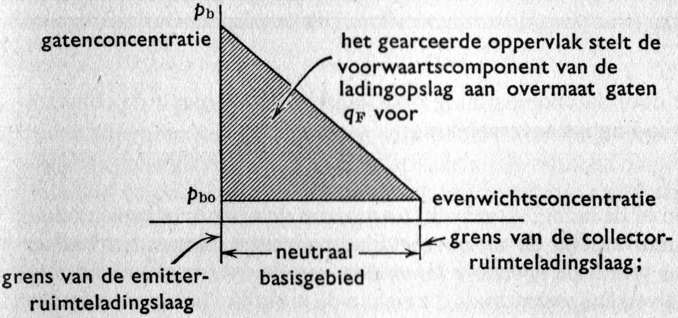
We gaan hierbij steeds uit van een pnp-transistor, ook al is de geldigheid van de bespreking niet tot deze opbouw beperkt. Verder zullen we alleen de normale aansluiting bespreken; dezelfde benadering is echter evenzeer van toepassing op de omgekeerde aansluiting, al moet men dan uiteraard de nodige veranderingen aanbrengen in de notatie.

De definitie van de gebruikte variabelen komt volkomen overeen met die in hfdst. 1. De klemspanningen en -stromen zijn gedefinieerd op de wijze van fig. 1.8a wat de polariteiten aangaat, terwijl ten aanzien van de ladingvariabelen de in par. 1.5.3 ontwikkel-

de notatie wordt gevolgd. Bij de hele bespreking werken we steeds met totale, momentele grootheden.

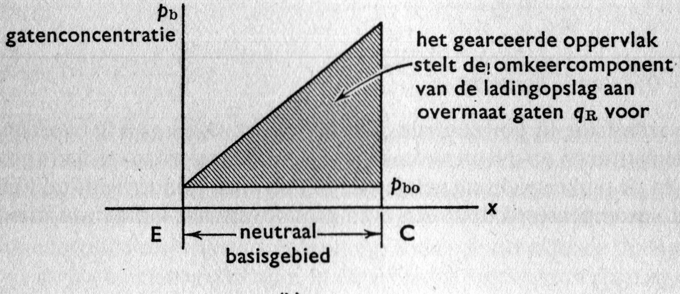
9.2. DE LADINGOPSLAGVERGELIJKINGEN-ALLEEN HET NEUTRALE BASISGEBIED

Om een inzicht te krijgen in de fundamentele betrekkingen is het het eenvoudigst om allereerst alleen de injectie door de emitter in de voorwaartsrichting te beschouwen, dat



(a)

$u_{EB} > 0,\ u_{CB} = 0$



(b)

$u_{EB} = 0, u_{CB} > 0$

Fig. 9.1. Componenten van de lading aan overmaatminderheidsdragers in de basis t.g.v. voorwaartse en omkeerinjectie. Het getekende voorbeeld geldt voor een pnp-transistor met uniforme basisdoping: a. alleen injectie in de voorwaartsrichting; b. alleen injectie in de omkeerrichting.

wil zeggen de situatie waarbij de spanning over de emitter-basisjunctie U_{EB} positief is en de spanning over de collector-basisjunctie $U_{CB} = 0$. Als gevolg hiervan ontstaat er binnen het neutrale basisgebied een overmaat lading aan minderheidsdragers (gaten) q_F, zoals in fig. 9.1a is getekend, die gecompenseerd wordt door een even grote lading $(-q_F)$ van overmaat meerderheidsdragers (elektronen). Onder stationaire omstandigheden levert de basisstroom de elektronen die de basis nodig heeft om de ladingopslag ondanks de recombinatie op peil te houden. Als de lading in de basis q_F varieert, met name tijdens het omschakelen, omvat de basisstroom bovendien een oplaadcomponent. Deze verschijnselen zijn uitgedrukt in de volgende ladingopslagvergelijking:

$$i_B = \frac{(-q_F)}{\tau_{BF}} + \frac{d(-q_F)}{dt} \tag{9.1}$$

De ten gevolge van de doorlaatvoorspanning opgeslagen lading bepaalt de collectorstroom via een tweede ladingopslagvergelijking:

$$i_C = -q_F/\tau_F \tag{9.2}$$

Deze vergelijkingen zijn in de lading uitgedrukt $(-q_F)$, om de nadruk te leggen op het verband tussen de basisstroom en de *meerderheids*ladingdragers binnen het basisgebied. De parameter τ_{BF} wordt de *effectieve levensduur* van de overmaat ladingopslag genoemd. Bij omschakelverschijnselen zoals die zich in de praktijk voordoen, mag men de betrekking van (9.2) toepassen als de variatie van q_F voldoende langzaam verloopt om de verandering op te mogen vatten als een 'opeenvolging van quasi-stationaire toestanden' (zie hfdst. 1, par. 1.5.3 voor een verdere bespreking van dit aspect). Bij bedrijf van de transistor in de voorwaartsrichting kan men voor de stroomversterking onder deze omstandigheden schrijven:

$$\alpha_{eF} = \left.\frac{i_C}{i_B}\right|_{u_{CB} = 0;\ i_B \text{ en } i_C \text{ constant}} = \frac{\tau_{BF}}{\tau_F} \tag{9.3}$$

Bij bedrijf van de transistor in omgekeerde richting $(u_{CB}>0,\ u_{EB} = 0)$ worden de basis- en emitterklemstromen op overeenkomstige wijze gedefinieerd in termen van een door de collector in de omkeerrichting geïnjecteerde overmaat minderheidsladingdragers q_R, die wordt gecompenseerd door een even grote overmaat lading van minderheidsdragers $(-q_R)$:

$$i_B = \frac{(-q_R)}{\tau_{BR}} + \frac{d(-q_R)}{dt} \tag{9.4}$$

$$i_E = \frac{(-q_R)}{\tau_R} \tag{9.5}$$

De bij elkaar horende paren parameters, τ_{BF}, τ_{BR} en τ_F, τ_R zijn in het algemeen niet

gelijk. Dat wil zeggen τ_{BR} is niet gelijk aan τ_{BF} en $\tau_R \neq \tau_F$, vanwege de asymmetrische opbouw van het geheel. De stroomversterking in de omkeerrichting is onder stationaire omstandigheden:

$$\alpha_{eR} = \left.\frac{i_E}{i_B}\right|_{u_{EB}=0;\ i_E \text{ en } i_B \text{ constant}} = \frac{\tau_{BR}}{\tau_R} \tag{9.6}$$

hetgeen niet noodzakelijkerwijs gelijk is aan α_{eF}. We zullen de bovenstaande eigenschappen illustreren aan de hand van de verschillende parameters zoals die gelden voor een representatieve gelegeerde junctietransistor (lagentransistor):

$\tau_F = 12 \cdot 10^{-9}$ s	$\tau_{BF} = 1{,}2 \cdot 10^{-6}$ s	$\alpha_{eF} = 100$
$\tau_R = 36 \cdot 10^{-9}$ s	$\tau_{BR} = 0{,}36 \cdot 10^{-6}$ s	$\alpha_{eR} = 10$

In het algemeen leidt de werking van de transistor met voorspanningen over beide juncties (ongelijk nul) tot zowel voorwaarts- als omkeercomponenten van de ladingopslag q_F en q_R. De totale ladingopslag aan overmaat minderheidsdragers krijgt men door deze beide componenten bij elkaar op te tellen:

$$q_B = q_F + q_R \tag{9.7}$$

De voorwaarts- en omkeercomponenten van de klemstromen moeten eveneens worden opgeteld, hetgeen levert:

$$\begin{aligned}
i_B &= \frac{-q_F}{\tau_{BF}} - \frac{dq_F}{dt} && \frac{-q_R}{\tau_{BR}} - \frac{dq_R}{dt} \\
i_C &= \frac{-q_F}{\tau_F} && + q_R\left(\frac{1}{\tau_R} + \frac{1}{\tau_{BR}}\right) + \frac{dq_R}{dt} \\
i_E &= q_F\left(\frac{1}{\tau_F} + \frac{1}{\tau_{BF}}\right) + \frac{dq_F}{dt} && - \frac{q_R}{\tau_R}
\end{aligned} \tag{9.8}$$

Dit nu zijn de volledige *ladingopslagvergelijkingen* van de transistor.

Wanneer de transistor als schakelaar wordt gebruikt is hij meestal aangesloten in de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie, waarbij de schakeling dan plaats vindt tussen de *afsnij-* en de *verzadigingstoestand.* In de afsnijtoestand vertonen emitter- en collectorjunctie beide een tegenvoorspanning, zodat de betreffende ladingopslagcomponenten q_F en q_R beide negatief zijn. In de verzadigingstoestand staat er een doorlaatvoorspanning over beide juncties; q_F en q_R zijn dan beide positief.

Om nu de omschakeling tussen deze toestanden te bewerkstelligen moet de transistor het *actieve* werkgebied doorlopen (gekenmerkt door doorlaatvoorspanning over de emitter- en tegenvoorspanning over de collectorjunctie). In dit gebied is q_F *positief* en q_R *negatief.* De concentratie van de overmaat minderheidsdragers die met q_F overeenkomt, is vergeleken met de evenwichtsconcentratie in de basis (voor $u_{EB} = u_{CB} = 0$)

zo groot dat q_F in het actieve gebied veel groter is dan $| q_R |$, zodat we de omkeerlading mogen verwaarlozen. q_R komt op zijn hoogst overeen met een verlaging van de minderheidsdragersconcentratie van de evenwichtswaarde tot nul. Voor de werking in het actieve gebied stellen we daarom q_R in (9.8) nul, waardoor we in feite het vraagstuk hebben gereduceerd tot de verschijnselen in de voorwaartsrichting.

Bij de analyse van het omschakelgedrag moeten we zodoende bij de werking in het verzadigingsgebied (als u_{EB} en u_{CB} beide >0) zowel q_F als q_R in rekening brengen, maar bij het oversteken van het actieve gebied alleen q_F. In het afsnijgebied zijn q_F en q_R van vergelijkbare absolute grootte, maar beide zeer klein en in feite verwaarloosbaar ten opzichte van de ladingopslag in de ruimteladingsgebieden van de juncties (die in par. 9.5 ter sprake komen).

9.3. HET OMSCHAKELGEDRAG IN HET ACTIEVE GEBIED

9.3.1. *Inleiding*

Het omschakelgedrag van de transistor in het actieve werkgebied kan beschreven worden aan de hand van (9.1) en (9.2). Zoals hierboven is verklaard behoeven we alleen rekening te houden met de 'voorwaartslading' q_F. Later zal blijken dat de invloed van ladingopslag in de ruimteladingslagen van de juncties op een benaderende wijze in rekening kan worden gebracht zonder dat de vorm van de ladingopslagvergelijkingen hierdoor verandering ondergaat, zodat de volgende bespreking minder beperkt is dan men op grond van de restrictie die de verwaarlozing van dergelijke ladingen inhoudt, zou mogen verwachten. We onderzoeken hierbij twee schakelsituaties. De eerste is de gebruikelijke gang van zaken waarbij de transistor moet reageren op een stapvormige verandering van de basisstroom. De tweede betreft een methode om de schakelsnelheid op te voeren, welke tevens een praktische meetmethode levert om de waarden van de parameters te bepalen, wat even belangrijk is.

9.3.2. *De gevolgen van een stapvormige verandering van de basisstroom*

We gaan bij de bespreking uit van de in fig. 9.2a afgebeelde eenvoudige gemeenschappelijke-emitterconfiguratie. We zullen aannemen dat de externe basisweerstand R_B zo groot is dat een verandering van de ingangsspanning u_S resulteert in een stapvormige verandering van de basisstroom $(-\triangle I)$, en dat de transistor zich in het actieve gebied bevindt. Als we de beginwaarden van de stromen en de basislading aanduiden met $i_B(0)$, $i_C(0)$ en $q_F(0)$, levert de oplossing van (9.1) de volgende resultaten voor het omschakelgedrag van de ladingopslag:

$$q_F = q_F(0) + I\tau_{BF}\{1 - \exp(-t/\tau_{BF})\} \tag{9.9}$$

(9.2) levert een overeenkomstige tijdafhankelijkheid van i_C vanwege de eenvoudige evenredigheid tussen de ladingopslag en de collectorstroom:

$$i_C = i_C(0) - \alpha_{eF}\Delta I\{1 - \exp(-t/\tau_{BF})\} \tag{9.10}$$

Deze eigenschappen zijn in fig. 9.2b in beeld gebracht; de exponentiële krommen in de figuur hebben een tijdconstante die gelijk is aan de 'effectieve levensduur in de basis', τ_{BF}.

De stijgtijd t_r van de collectorstroom, gemeten tussen de punten met 10% en 90% van de totale uitslag, vinden we uit (9.10):

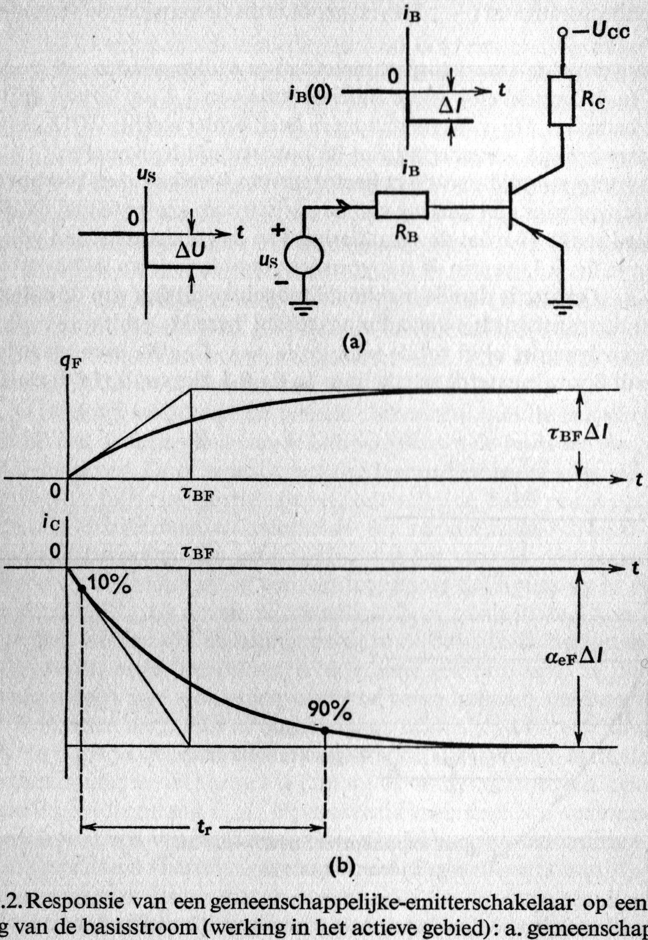


Fig. 9.2. Responsie van een gemeenschappelijke-emitterschakelaar op een stapvormige verandering van de basisstroom (werking in het actieve gebied): a. gemeenschappelijke-emitterschakelaar; b. responsie van q_F en i_C op een stapvormige verandering ($-\Delta I$) van de basisstroom.

$$t_r = 2{,}2\ \tau_{BF} \tag{9.11}$$

Merk op dat de collectorstroom in een tijd $\tau_F = \tau_{BF}/\alpha_{eF}$ slechts zo'n gering verloop vertoont dat de tijdafhankelijkheid ervan bijna lineair is (dat wil zeggen bijna overeenkomt met een lineaire benadering van de exponentiële curve vanuit de oorsprong, waardoor het aanvankelijk lijkt alsof de totale verandering $\alpha_{eF}\triangle I$ in de veel kortere tijd τ_{BF} voltooid zal zijn), zoals in fig. 9.2b te zien is. Het duurt een tijd τ_F vóórdat de verandering van de collectorstroom $(-\triangle I)$ even groot is als de aangelegde verandering in de basisstroom.

Door nu de eerder vermelde transistorparameters in te vullen vinden we voor de responsie van q_F of i_C de betrekkelijk grote tijdconstante van 1,2 μs, terwijl de 10%-90%-stijgtijd 2,64 μs bedraagt. De collectorstroom i_C heeft echter slechts 0,012 μs nodig om de aangelegde stapvormige verandering van de basisstroom te evenaren.

We kunnen een kortere stijgtijd van de collectorstroom bereiken dan hierboven is verkregen, door de stapvormige verandering van de basisstroom groter te maken, zodat de transistor verzadigd raakt vóórdat de verandering van de collectorstroom voltooid is. Dit is weergegeven in fig. 9.3, waarin de stapvormige verandering van de basisstroom zo is afgesteld dat $\alpha_{eF}\triangle I$ groter is dan de maximaal mogelijke uitslag van de collectorstroom. Wanneer nu de transistor het verzadigingsgebied bereikt, geldt $u_{CE} = 0$, terwijl de collectorstroom beperkt blijft tot de waarde $i_C \approx -U_{CC}/R_C$, een waarde die volledig bepaald wordt door de externe schakeling. In fig. 9.3 zijn $i_B(0)$, $i_C(0)$ en $q_F(0)$

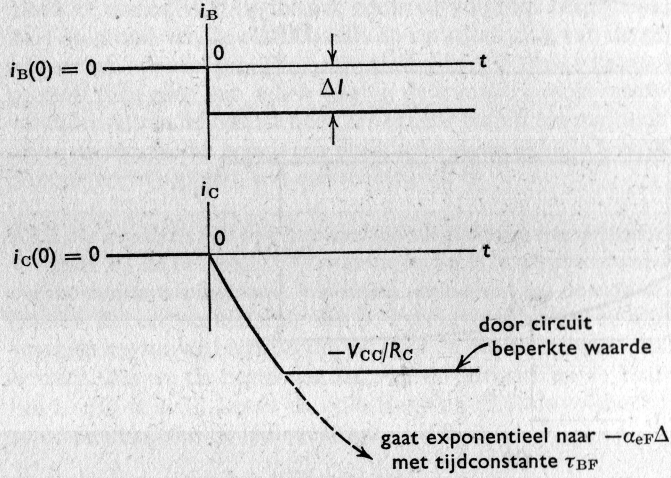


Fig. 9.3. Responsie van de gemeenschappelijke-emitterschakelaar op een basisstroomimpuls die zo groot is dat de collectorstroom door het externe circuit wordt beperkt vóórdat het exponentiële verloop voltooid is.

$= 0$. Indien $\alpha_{eF} \triangle I > U_{CC}/R_C$ wordt de collectorstroom dus geklemd ('clamped') bij $-U_{CC}/R_C$, vóórdat het exponentiële verloop door het actieve gebied voltooid is. De 10%-90%-stijgtijd kan op deze wijze uiteraard tot waarden ver beneden 2,2 τ_{BF} veraagd worden. Par. 9.4 geeft een meer gedetailleerde behandeling van een dergelijke omschakeling van de transistor.

9.3.3. *De gevolgen van gecombineerde stapvormige veranderingen van basislading en basisstroom*

Volgens (9.2) vertoont de collectorstroom ook een stapvormige verandering als de basislading q_F plotseling een andere waarde krijgt. Hoewel de ladingopslagvergelijking voor een dergelijk ingangssignaal een al te eenvoudig beeld schetst van het omschakelgedrag van de transistor, verandert de collectorstroom in werkelijkheid toch zeer snel (in een tijd die veel korter is dan τ_{BF}) tot de nieuwe waarde. In fig. 9.4 is een transistorschakelaar weergegeven waar tegelijkertijd twee componenten van de basisstroom aan toegevoerd worden (i_{B1} en i_{B2}). Laten we om te beginnen alleen de invloed van i_{B1} nagaan, een stroomimpuls met een ladingoppervlak $-\triangle Q$. Als we aannemen dat de basis in de begintoestand ongeladen is, ondergaat de collectorstroom dientengevolge een verandering van ongeveer nul tot $-\triangle Q/\tau_F$. De collectorstroom blijft echter niet constant op dit niveau. Ten gevolge van de recombinatie zal de opgeslagen lading en daarmee de collectorstroom exponentieel naar nul afnemen met een tijdconstante τ_{BF}, zoals dit door (9.1) wordt beschreven.

In dit stadium voeren we de tweede component van de basisstroom, i_{B2} in, die ten doel heeft om de teruggang van de ladingopslag in de basis ten gevolge van recombinatie te *verhinderen*. Door tegelijk met de stroomimpuls een abrupte verandering van de basisstroom ($\triangle Q/\tau_{BF}$) toe te voeren, ontvangt de basis precies zoveel meerderheidsdragers als er overmaat meerderheids- (en minderheids-) dragers door recombinatie geannihileerd worden. De gelijktijdige toevoer van de componenten i_{B1} en i_{B2} leidt zodoende tot de handhaving van een constante ladingopslag in de basis en een constante waarde $-\triangle Q/\tau_F$ van de collectorstroom, zoals in de figuur is getekend (ook nu weer nemen we aan dat de ladingopslag in de basis in de begintoestand nul is).

De bovenstaande bespreking is uiteraard geïdealiseerd, in die zin dat we ideale stroomimpulsen met volkomen abrupte veranderingen hebben aangenomen. In de praktijk kunnen dergelijke stroombronnen echter goed benaderd worden door middel van de in fig. 9.5a gegeven schakeling. Als de stapvormige verandering $-\triangle U$ van de ingangsspanning u_S veel groter is dan de verandering in de basisspanning tussen de begin- en de eindtoestand ($\triangle U$ bijvoorbeeld meerdere V), vertoont de lading van de condensator C een verandering $\triangle Q = C\triangle U$, waarbij een lading $-\triangle Q$ van meerderheidsdragers aan de basis wordt toegevoerd. De basisweerstand R_B levert eveneens een stapvormige verandering van de basisstroom, en de vorm van de collectorstroomresponsie wordt nu bepaald door de absolute verhouding tussen de veranderingen van basislading en basisstroom. Als we er weer van uitgaan dat het basisgebied precies als in

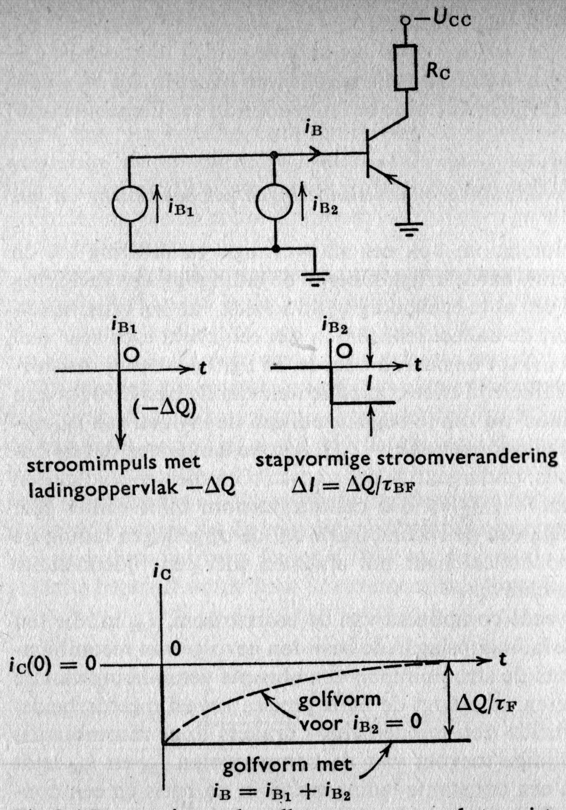


Fig. 9.4. Responsie van de collectorstroom van de transistor op een gelijktijdige toevoer van een impuls en een stapvormige basisstroomverhoging.

het voorgaande geval in de begintoestand ongeladen is (dat wil zeggen u_S aanvankelijk nul), moeten we om een stapvormige verandering in de collectorstroom te bewerkstelligen de basisstroom gelijk maken aan $-\Delta Q/\tau_{BF}$, ofwel:

$$-\frac{\Delta U}{R_B} = -\frac{(\Delta U)C}{\tau_{BF}}$$

hetgeen levert:

$$\tau_{BF} = R_B C \tag{9.12}$$

Het is in feite niet noodzakelijk dat de basis in de begintoestand ongeladen is. In het algemeen brengt men bij de verandering van u_S vanuit een gegeven beginwaarde een-

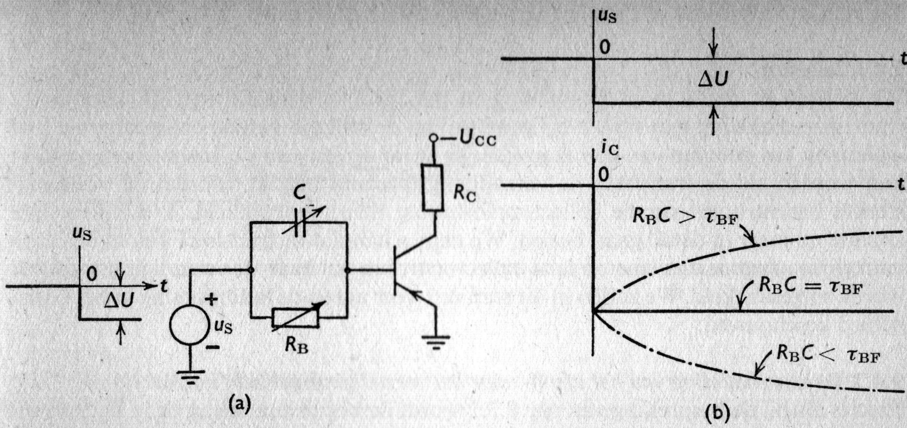


Fig. 9.5. Responsie van de gemeenschappelijke-emitterschakelaar op praktische uitsturingsomstandigheden die in staat zijn om een stapvormige verandering van de basislading te bewerkstelligen: a. gemeenschappelijke-emitterschakelaar met een *RC*-basisstuurkring; b. responsie van de collectorstroom.

voudig een abrupte verandering van de ladingopslag in de basis aan, hetgeen dan in een overeenkomstige verandering van de collectorstroom (of -spanning) resulteert, indien aan de voorwaarde van (9.12) wordt voldaan. De invloed van een afwijking van deze voorwaarde is in de golfvorm van de collectorstroom van fig. 9.5b te zien: een te grote waarde van de tijdconstante R_BC geeft een onvoldoende gelijkmatige toevoer van meerderheidsdragers naar de basis om de recombinatie van lading ten gevolge van de stroomimpuls op te vangen, hetgeen in een differentiële teruggang van de ladingopslag resulteert. Als R_BC daarentegen veel kleiner is dan τ_{BF} zien we een exponentiële toeneming van de ladingopslag tot een zekere evenwichtswaarde is bereikt.

We kunnen de waarde van de andere 'voorwaartse' ladingopslagparameter, τ_F, bepalen door de absolute verandering van de collectorspanning te vergelijken met die in u_S, en wel als volgt:

$$\frac{|\text{verandering in } u_{CE}|}{|\text{ verandering in } u_S\,|} = \frac{(C\triangle U/\tau_F)R_C}{\triangle U} = \frac{CR_C}{\tau_F} = \frac{R_C\,\tau_{BF}}{R_B\tau_F} \tag{9.13}$$

Metingen van dit type, waarin de tijdconstante van de basisstructuurschakeling zo wordt afgesteld dat het geheel een stapvormige verandering van de collectorstroom of -spanning levert, worden veel gebruikt voor de bepaling van τ_{BF} en τ_F, of voor overeenkomstige parameters die de invloed ondergaan van de ladingopslag in de ruimteladingslagen, welke bij een echte transistor altijd aanwezig is.

9.4.1. *Inleiding*

We hebben er reeds in de bespreking in par. 9.3.2 in verband met de eenvoudige transistorschakeling van fig. 9.2 op gewezen dat de stijgtijd van de collectorstroom of -spanning ten gevolge van een stapvormige verandering van de basisstroom verkort kan worden als de transistor de verzadigingstoestand bereikt vóórdat de volle versterkte basisstroom aan de collectoraansluiting wordt ontwikkeld. We zullen deze situatie nu meer in detail gaan bezien. We nemen aan dat de transistor vanuit een aanvankelijke *afsnijtoestand* met in feite collectorstroom nul naar de verzadigingstoestand wordt omgeschakeld. We zullen in dit stadium weer alleen de ladingopslag in het basisgebied beschouwen.

9.4.2. *De omschakeling van het afsnij- naar het verzadigingsgebied (inschakeling)*

Precies als bij de bespreking van par. 9.3.2 wordt de beginsituatie van de in fig. 9.6a afgebeelde gemeenschappelijke-emitterschakelaar weer gekarakteriseerd door u_S, i_B en $i_C \approx 0$ en $u_{CE} \approx -U_{CC}$. We verwaarlozen dus weer de collectorstroom in de omkeerrichting die in de afsnijtoestand nog doorgaat, hetgeen redelijk is omdat de collectorstroom tijdens het omschakelen een veel grotere waarde zal hebben. Op het tijdstip $t = 0$ levert de bronspanning een stapvormige verandering $(-\triangle U)$, terwijl de basisstroom I_{B1} is, waarbij we aannemen dat:

$$|I_{B1}| > \frac{U_{CC}}{R_C} \cdot \frac{1}{\alpha_{eF}} \tag{9.14}$$

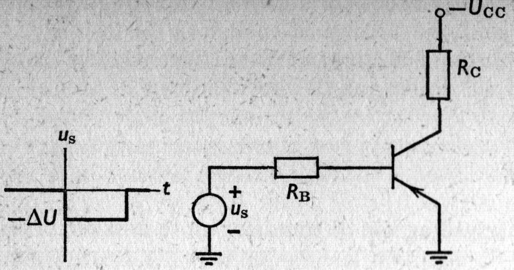
om er zeker van te zijn dat de transistor verzadigd is. Tijdens de 'inschakelovergang' uit het afsnij- naar het verzadigingsgebied wordt de vorm van de collectorstroomresponsie gegeven door (9.10) met $i_C(0) = 0$, te weten:

$$i_C = \alpha_{eF} I_{B1}\{1 - \exp(-t/\tau_{BF})\} \tag{9.15}$$

De transistor bereikt het verzadigingsgebied als $u_{CB} = 0$. Op dit ogenblik is u_{CE} klein (voor een germanium transistor bijvoorbeeld $-0{,}3$ V), en onmiddellijk hierna krijgt u_{CE} de bijna-nulwaarde die kenmerkend is voor de verzadigingstoestand. Het is dan ook verantwoord om de overgang in het actieve gebied als beëindigd op te vatten als $u_{CE} \approx 0$ oftewel als:

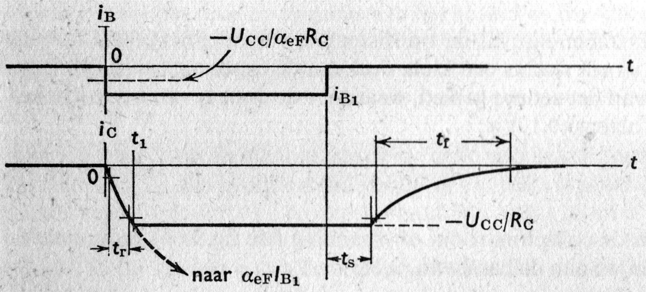
$$i_C = -U_{CC}/R_C = I_C \tag{9.16}$$

Fig. 9.6. Responsie van de gemeenschappelijke emitterschakelaar bij het uitsturen uit de afsnijtoestand, door een stapvormige verandering van de basisstroom: a. gemeenschappelijke-emitterschakelaar met stapvormige basisstuurstroom; b. stroomresponsie; c. responsie van de ladingopslag.



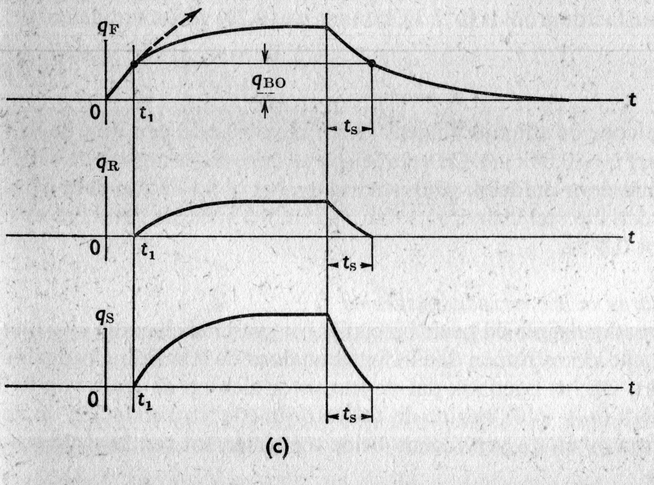
$-U_{CC}$
R_C
u_s
t
$-\Delta U$
+
u_s
−
R_B

(a)



i_B
$-U_{CC}/\alpha_{eF}R_C$
0
t
i_{B1}
i_C
t_1
t_f
t
0
$-U_{CC}/R_C$
t_r
t_s
naar $\alpha_{eF}I_{B1}$

(b)



q_F
q_{BO}
0
t_1
t
t_s
q_R
0
t_1
t
t_s
q_S
0
t_1
t
t_s

(c)

Dit houdt in dat op een tijdstip t_1 (fig. 9.6) de collectorstroom op een *door de schakeling bepaalde* waarde I_C wordt 'geklemd', die wordt gegeven door (9.16), terwijl (9.15) voor het overgangsgedrag van i_C bij de omschakeling van afsnij- naar verzadigingstoestand alleen geldt voor $t \leqq t_1$. Door substitutie van de voorwaarden $t = t_1$ en $i_C = I_C$ in (9.15) krijgen we voor t_1:

$$t_1 = \tau_{BF} \ln \frac{1}{1 - (I_C/\alpha_{eF} I_{B1})} \tag{9.17}$$

Het is praktisch om het inschakelgedrag van de transistor uit te drukken in een *overstuurfactor*, gedefinieerd door:

$$n \equiv \frac{I_{B1}}{(I_C/\alpha_{eF})} = \text{inschakel-overstuurfactor} \tag{9.18}$$

Het is duidelijk dat $n > 1$ moet zijn wil de transistor het verzadigingsgebied kunnen bereiken. Als n groot is, wordt slechts een klein deel van de exponentieel in (9.15) gevolgd bij het oversteken van het actieve gebied, waardoor de duur t_1 van het inschakelverloop wordt bekort. Volgens (9.17) is:

$$t_1 = \tau_{BF} \ln \frac{1}{1 - (1/n)} \tag{9.19}$$

De 10%-90%-stijgtijd van de collectorstroom of -spanning (zie fig. 9.6b) gedurende de inschakelovergang vinden we aan de hand van (9.15):

$$t_r = \tau_{BF} \ln \left[\frac{1 - (0{,}1/n)}{1 - (0{,}9/n)} \right] \tag{9.20}$$

Als de inschakel-overstuurfactor groot is ($n \gg 1$), kunnen we (9.20) vereenvoudigen tot:

$$t_r \approx \tau_{BF} \frac{0{,}8}{n} \tag{9.21}$$

Voor $n = 10$ vinden we voor de stijgtijd volgens (9.20) bijvoorbeeld een waarde van $0{,}085\ \tau_{BF}$ (verg. 9.21 levert $t_r \approx 0{,}08\ \tau_{BF}$). De voordelen van de oversturing van de basisstroom ($n > 1$) worden hierdoor duidelijk geïllustreerd, en het blijkt dat op deze wijze stijgtijden mogelijk worden die veel kleiner zijn dan τ_{BF}. In het speciale geval dat $n = \alpha_{eF}$ wordt t_r verlaagd tot $0{,}8\ \tau_F$.

9.4.3 *Analyse van het gedrag in het verzadigingsgebied*

Als de transistor het verzadigingsgebied heeft bereikt is het omschakelgedrag nog niet voltooid, ook al hebben alle klemstromen dan in feite hun door de schakeling bepaalde constante waarde bereikt. Op het ogenblik dat de transistor zich op de grens van het verzadigingsgebied bevindt ($u_{CB} = 0$), begint de collectorjunctie 'omkeerlading' in de basis te injecteren, waarna q_F en q_R vervolgens beide toenemen tot een bepaald sta-

tionair niveau, op de wijze van fig. 9.6c. In overeenstemming met de ladinginjectie in het basisgebied nemen u_{EB} en u_{CB} tot het bereiken van dit niveau beide langzaam toe, terwijl u_{CE} naar een zeer kleine uiteindelijke waarde terugloopt (misschien enkele tienden millivolt). In de stationaire verzadigingstoestand heeft de ladingopslag in de basis ten gevolge van de minderheidsdragers een zodanig waarde dat de basisstroom I_{B1} de dragersverliezen door recombinatie juist compenseert.

Bij de analyse van het omschakelgedrag in het verzadigingsgebied is het praktisch om de totale basislading op te vatten als te zijn samengesteld uit twee componenten, te weten:

$$q_B = q_{BO} + q_S \tag{9.22}$$

waarin q_{BO} de ladingopslag in de basis is op het tijdstip dat het verzadigingsgebied juist wordt bereikt (dus op de grens van het actieve en het verzadigingsgebied), en q_S de extra 'overmaat verzadigingslading'. Deze verdeling van de ladingopslag is in fig. 9.7 in beeld gebracht. Het is duidelijk dat:

$$q_{BO} = |I_C|\, \tau_F \tag{9.23}$$

zodat de waarde ervan afhangt van de door de schakeling bepaalde grootte van de collectorstroom, I_C. De overmaat ladingopslag q_S neemt toe met de *overmaat basisstroom*, gedefinieerd als de extra I_B boven de waarde die nodig is om de grens van het actieve en het verzadigingsgebied te bereiken, I_C/α_{eF}. Uiteraard is q_B tevens gelijk aan $q_F + q_R$ [zie (9.7)]. De verdeling van de ladingopslag in $q_{BO} + q_S$ is in dit geval echter praktischer, omdat i_C in het verzadigingsgebied op een constante waarde I_C wordt gehouden door een externe schakeling, zodat alleen q_S varieert. De component q_S is een zeer belangrijke factor, want dit is namelijk de *lading die uit het basisgebied afgevoerd moet*

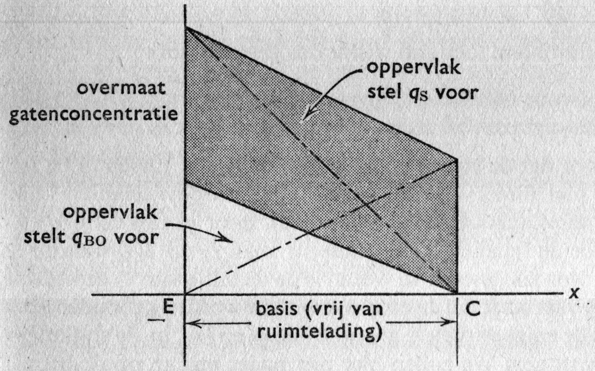


Fig. 9.7. Definitie van de overmaat verzadigingslading q_S. pnp-transistor met uniforme basisdoping.

worden vóórdat de transistor bij de terugschakeling naar de afsnijtoestand de grens van het actieve gebied kan overschrijden. Dit betekent dat wanneer de basisstroom tot nul wordt verlaagd teneinde de aanvankelijke toestand met $i_C \approx 0$ te herstellen (zie fig. 9.6), de basislading eerst tot de waarde q_{BO} verlaagd moet worden vóórdat de collectorstroom van de door de schakeling bepaalde waarde I_C kan gaan afwijken. De afvoer van de extra ladingopslag in de basis verlangt zodoende een zekere tijd, de *vertragingstijd* t_S, die afhangt van de basisstroom en de inwendige verschijnselen binnen de transistor.

Bij de ontlading van de basis spelen zowel de inschakelstroom I_{B1} als de uitschakelwaarde van de basisstroom I_{B2} een belangrijke rol. In fig. 9.6 is $I_{B2} = 0$ gesteld. We kunnen echter een snellere afvoer van de ladingopslag uit de basis bereiken door I_{B2} *positief* te maken, hetgeen neerkomt op onttrekking van opgeslagen meerderheidsdragers via de basisaansluiting. Bij de volgende behandeling zullen we er steeds van uitgaan dat bij de terugschakeling van de transistor uit het verzadigings- naar het afsnijgebied de basistroom op een constante waarde $I_{B2} \geqq 0$ wordt gehouden door de externe schakeling.

We gaan nu terug naar de bespreking van het gedrag binnen het verzadigingsgebied ten gevolge van een inschakelbasisstroom I_{B1}. Uiteindelijk bereikt de transistor een stationaire toestand, waarbij een bepaalde overmaat lading q_S in de basis is opgeslagen. We willen nu het verband bepalen tussen deze lading en de overmaat basisstroom, i_{BS}, door de volgende ladingopslagparameter voor de verzadigingstoestand te definiëren:

$$\tau_S \equiv [q_S / \,|\, i_{BS} \,|] \text{ stationaire (gelijkstroom)toestand} \tag{9.24}$$

waarin

$$i_{BS} = I_{B1} - I_C / \alpha_{eF} \tag{9.25}$$

De totale basisstroom in de stationaire toestand wordt dus gegeven door:

$$i_B = -\left[\frac{q_{BO}}{\tau_{BF}} + \frac{q_S}{\tau_S}\right] \tag{9.26}$$

Het komt de lezer wellicht voor dat de veronderstelde evenredigheid tussen q_S en i_{BS}, hoewel niet onredelijk, toch niet direct vanzelf spreekt. Deze proportionaliteit blijkt echter eenvoudig uit de ladingopslagbetrekkingen van (9.8), door q_S (als $q_F + q_R - q_{BO}$) uit te drukken in de door de schakeling bepaalde stromen I_C en I_{B1}, waarbij de afgeleiden naar de tijd op nul worden gesteld. In wezen is de definitie van τ_S een gevolg van de lineariteit van (9.8); als vast staat dat I_C en q_{BO} constant worden gehouden door de externe schakeling, *moeten* de enige variabele grootheden, q_S en i_{BS}, in de stationaire situatie een lineair verband vertonen. We zullen hier niet nader ingaan op de betrekkingen tussen de verschillende ladingcomponenten, maar alleen vermelden dat voor τ_S de volgende vergelijking geldt:

$$\tau_S = \frac{\alpha_{bF}(\tau_F + \alpha_{bR}\tau_R)}{1 - \alpha_{bR}\alpha_{bF}} \tag{9.27}$$

De parameter τ_S geeft dus de netto-recombinatietendens van de overmaat opgeslagen lading weer. Er moet een bijbehorende basisstroom i_S vloeien om de totale basislading ondanks de recombinatie op peil te houden. De parameter τ_S kan gemeten worden als de verhouding tussen q_S en $|\, i_{BS} \,|$, op de in par. 9.4 beschreven wijze.

Gedurende de overgang binnen het verzadigingsgebied, waar de collectorstroom constant is $CI_c = -U_{cc}/R_c$ en door de schakeling wordt bepaald, mogen we de component q_{BO} van de basislading opvatten als een constante, zodat alleen q_S verandert. Onder deze omstandigheden geldt zodoende voor de basisstroom:

$$i_B = -\left(\frac{q_{BO}}{\tau_{BF}} + \frac{q_S}{\tau_S} + \frac{dq_S}{dt}\right) \tag{9.28a}$$

aangezien immers:

$$\frac{dq_B}{dt} = \frac{dq_S}{dt}$$

(9.28a) houdt in dat de basisstroom uit drie componenten is opgebouwd: de recombinatiestroom die gepaard gaat met q_{BO}, de recombinatiestroom die gepaard gaat met q_S, en een oplaadstroom die de verandering van q_S (of q_B) verzorgt.

Een alternatieve manier om (9.28a) uit te drukken is:

$$-\left(i_B - \frac{I_C}{\alpha_{eF}}\right) = \frac{q_S}{\tau_S} + \frac{dq_S}{dt} \tag{9.28b}$$

Oplossing van deze differentiaalvergelijking voor het omschakelgedrag van q_S is eenvoudig genoeg, *mits i_B en I_C een door de schakeling bepaalde constante waarde behouden*, zoals in de onderhavige situatie is vooropgesteld. We kunnen nu de toeneming van q_S tot de voor de stationaire toestand geldende constante ladingovermaat vinden door $i_B = I_{B1}$ te stellen, wat met de inschakeling overeenkomt. Door vervolgens i_B nul te stellen of $+I_{B2}$ om de transistor terug te schakelen naar het afsnijgebied, geeft (9.28) de afneming van q_S naar nul weer gedurende de vertragingstijd t_s. Deze vergelijking geldt uiteraard alleen voor $q_S \geqq 0$.

Als we de inschakel- en uitschakelwaarden van de basisstroom, I_{B1} en I_{B2} kennen, is de vertragingstijd t_s gemakkelijk te bepalen als we aannemen dat q_S de stationaire constante waarde bereikt vóórdat de uitschakelstuurstroom wordt aangelegd. De beginwaarde van q_S, vóór het aanleggen van I_{B2}, is dan:

$$q_S(0) = -(I_{B1} - I_C/\alpha_{eF})\tau_S \tag{9.29}$$

Als we het nulpunt van de tijd laten samenvallen met het tijdstip dat $i_B = I_{B2}$ wordt, levert de oplossing van q_s:

$$q_S = q_S(0) - \tau_S(I_{B2} - I_{B1})\{1 - \exp(-t/\tau_S)\} \tag{9.30}$$

q_S neemt dus exponentieel af met een tijdconstante τ_S, naar een negatieve waarde $-(I_{B2} - I_C/\alpha_{eF})\tau_S$, waarbij echter alleen het deel van het gedrag voor $q_S \geqq 0$ een rol speelt (zie fig. 9.6c). Op het ogenblik dat $q_S = 0$ wordt $q_B = q_F$, waarmee het oversteken van het actieve gebied naar de afsnijtoestand begint, waarvoor het gedrag van de ladingopslag wordt uitgedrukt door (9.1).

De vertragingstijd t_s volgt uit (9.30). Door $q_S = 0$ te stellen krijgen we:

$$t_s = \tau_S \ln \left(\frac{I_{B2} - I_{B1}}{I_{B2} - I_C/\alpha_{eF}} \right) \tag{9.31}$$

Een andere uitdrukking voor t_s krijgen we door een uitschakel-overstuurfactor m in te voeren, gedefinieerd als:

$$m \equiv \frac{-I_{B2}}{(I_C/\alpha_{eF})} \tag{9.32}$$

Substitutie van de inschakel-overstuurfactor n levert dan uit (9.18)

$$t_s = \tau_S \ln \left[\frac{1 + n/m}{1 + 1/m} \right] \tag{9.33}$$

Als zowel n als $m \gg 1$, hetgeen dikwijls het geval is, geldt

$$t_s \approx \tau_S \ln(1 + n/m) \tag{9.33a}$$

Binnen een groot bereik van basisstuurstroomwaarden is t_s van de orde van τ_S. Zo levert (9.33) voor $m = 0$ ($I_{B2} = 0$) en $n = 10$ een waarde $t_s = 2{,}3\ \tau_S$. Als I_{B2} nu een zodanige positieve waarde krijgt dat $n = m \gg 1$ geldt (9.33a), zodat de vertragingstijd wordt $t_s \approx \tau_S \ln 2 = 0{,}69\ \tau_S$.

De bovenstaande voorbeelden illustreren het feit dat in het geval van een vrij grote inschakel-oversturing de vertragingstijd van de orde van τ_S wordt. Deze vertraging is de prijs die men moet betalen voor de bekorting van de stijgtijd t_r; hoe groter de inschakel-overstuurfactor n, hoe kleiner t_r maar hoe groter t_s voor een gegeven, door het circuit bepaalde I_C. We willen de orden van grootte waar het hierbij om gaat illustreren aan een numeriek voorbeeld. De transistor waarvan de voorwaarts- en omkeerparameters voor de ladingopslag in par. 9.2 zijn gegeven heeft een 'verzadigingsparameter' $\tau_S = 0{,}44\ \mu$s.; deze waarde zou te meten zijn op de in par. 9.4.4 beschreven manier, of berekend worden uit de voorwaarts- en omkeerparameters voor de ladingopslag met behulp van (9.27). Als $n = 1$, is $t_r = 2{,}64\ \mu$s en $t_s = 0$. Als we nu $n = 10$ maken wordt daardoor t_r tot $0{,}102\ \mu$s verlaagd; stellen we de uitschakel-overstuurfactor nu $m = 0$, dan wordt $t_s = 1{,}02\ \mu$s, terwijl t_s verlaagd wordt tot $0{,}26\ \mu$s als $m = 10$.

9.4.4. *Terugschakeling naar de afsnijtoestand (uitschakeling)*

De terugschakeling naar de begintoestand, het afsnijgebied, wordt voltooid als i_C exponentieel naar 0 afneemt bij het doorlopen van het actieve gebied [zie (9.1) en (9.2)]. Als

we het nulpunt van de tijd laten samenvallen met het tijdstip dat q_S en q_R nul worden, geldt:

$$i_C = -\frac{U_{CC}}{R_C} \exp(-t/\tau_{BF}) \tag{9.34}$$

als i_B gedurende de hele overgang nul is. De 10%-90%-afvaltijd van i_C is:

$$t_f = 2{,}2\ \tau_{BF} \tag{9.35}$$

We hebben er reeds op gewezen dat een grote bekorting van de afvaltijd mogelijk is als de transistor *uitgeschakeld wordt met oversturing*, in plaats van een eenvoudige verlaging van i_B tot nul. In de verzadigingstoestand staat er een doorlaatvoorspanning over beide juncties, waarbij de beide junctiespanningen nagenoeg onafhankelijk zijn van de klemstromen en alleen bepaald worden door de betreffende ladingopslagen q_F en q_R in de basis. Bij het omschakelen van de transistor naar de uit-toestand kunnen we de stroomrichting van i_B echter ook omkeren (i_B positief maken voor een pnp-transistor) om meerderheidsdragers uit het basisgebied af te voeren en op deze wijze, dat wil zeggen door oversturing, een snelle ontlading van de basis bereiken. Een dergelijke tegengestelde basisstroom kan nog gehandhaafd blijven tijdens het oversteken van het actieve gebied, aangezien er over de emitter-basisjunctie gedurende het hele verloop een doorlaatvoorspanning blijft bestaan; zolang $q_F > 0$ kan de stroom die door de emitter-basisjunctie passeert gestuurd worden door de basisstuurkring, mits $|U_S| \gg |u_{BE}|$. Om een snelle uitschakeling te bereiken moet men dus de basisstroom een positieve waarde I_{B2} geven (dat wil zeggen een uitschakel-overstuurfactor $m > 0$ toepassen). Fig. 9.8 geeft een beeld van de golfvorm van de collectorstroom welke op deze manier wordt verkregen; het is duidelijk dat men door middel van uitschakel-oversturing aanzienlijk lagere t_f-waarden kan bereiken. Het exponentiële verloop van i_C richt zich binnen het actieve gebied nu als het ware op een positieve eindwaarde, zodat i_C in dit stadium wordt beschreven door:

$$i_C = -\frac{U_{CC}}{R_C} + \alpha_{eF}\left(I_{B2} + \frac{U_{CC}}{\alpha_{eF} R_C}\right)\{1 - \exp(-t/\tau_{BF})\} \tag{9.36}$$

zoals geverifieerd kan worden met behulp van (9.1) en (9.2).
Substitutie van de uitschakel-overstuurfactor m, gedefinieerd in (9.32), levert voor de 10%-90%-afvaltijd t_f volgens (9.36):

$$t_f = \tau_{BF} \ln\left[\frac{1 + 0{,}9/m}{1 + 0{,}1/m}\right] \tag{9.37}$$

Voor een grote oversturing ($m \gg 1$) geeft dit:

$$t_f \approx \tau_{BF}\frac{0{,}8}{m} \tag{9.38}$$

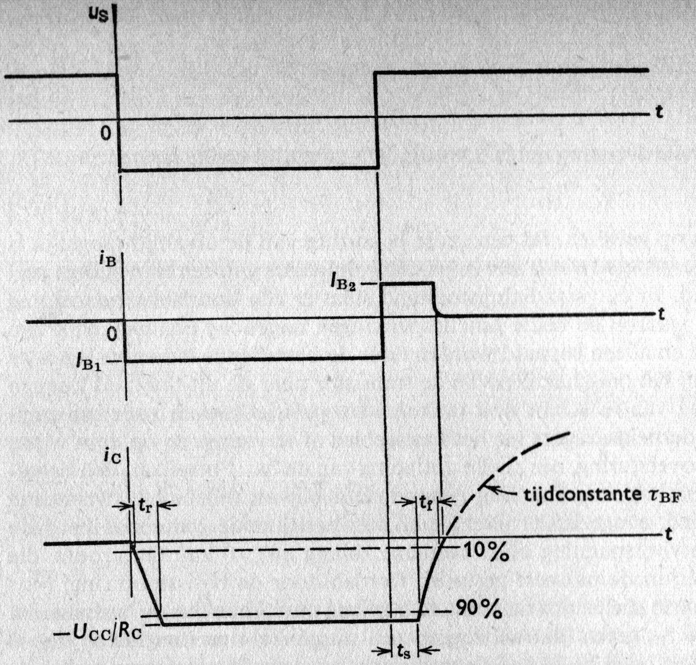
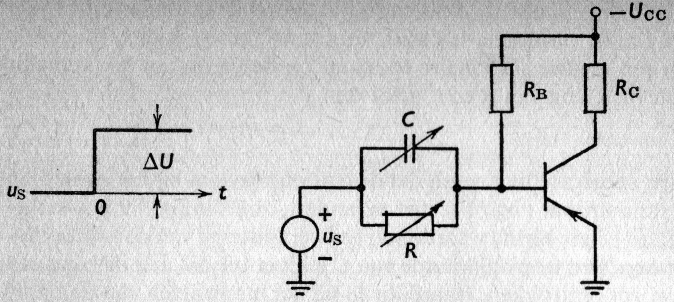


Fig. 9.8. Responsie van de gemeenschappelijke-emitterschakelaar van fig. 9.6 bij uitschakel-oversturing.

Uit deze vergelijking blijkt duidelijk welk een doeltreffend middel de oversturing is om t_f te verlagen tot waarden die ver beneden τ_{BF} liggen.

9.4.5. *Meting van* τ_S

De parameter τ_S kan op eenzelfde manier worden gemeten als die welke in par. 9.3.3 is gegeven voor de voorwaartsparameters τ_F en τ_{BF}. Het principe van de methode volgt uit (9.28a), de te gebruiken schakeling is in fig. 9.9 in beeld gebracht. Aanvankelijk bevindt de transistor zich in het stationaire verzadigingsgebied, bepaald door de waarden van de weerstanden R_C en R_B. Er wordt nu een positief-gaande basisstuurstroom toegevoerd via het netwerk u_S, R en C, waarbij de bronspanning u_S een positieve uitslag $\triangle U$ krijgt die veel groter is dan $|\, u_{BE} \,|$. Tegelijkertijd ontvangt de transistor zodoende een stapvormige basisstroomimpuls $\triangle U/R$ en een stapvormige basislading $C\triangle U$. $\triangle U/R$ wordt zo gekozen dat de transistor juist de grens van het verzadigings- en het actieve gebied bereikt, dat wil zeggen:



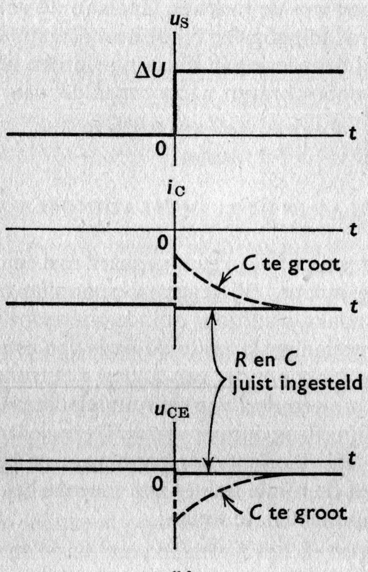


Fig. 9.9. Methode voor de meting van de verzadigings-ladingsopslagparameter τ_S: a. schakeling; b. responsie; als RC juist is ingesteld geldt $\tau_S = RC$.

$\triangle U/R = -i_{BS}$

Door een geschikte keuze van de waarde van C kan men het zo instellen dat:

$C\triangle U = q_S$

De onttrekking van de lading q_S aan de basis en de bijbehorende verandering van de stationaire basisstroom om de verminderde basislading constant te houden, brengt de transistor plotseling in een nieuwe stationaire toestand op de grens van het verzadigingsgebied. Bij de juiste instelling van R en C geldt dan

$$\tau_S = RC$$

In de praktijk voert men deze instelling zo uit dat de collectorstroom bij het aanleggen van de positieve basisstuurstroom nog juist niet verandert, zoals in fig. 9.9 is weergegeven. Verlaging van R tot een te kleine waarde zou een verandering van de $-U_{CC}/R_C$-waarde van i_C veroorzaken. Een te grote waarde van C leidt er toe dat aan de basis een grotere lading dan q_S wordt onttrokken, waardoor i_C bij het inschakelen van de basisstuurstroom plotseling tot beneden $-U_{CC}/R_C$ daalt. Wanneer deze meting in de praktijk wordt uitgevoerd omvat de verkregen RC-waarde ook de effecten ten gevolge van de ladingopslag in de ruimteladingslagen van de juncties. Zoals in de volgende paragraaf zal blijken, kan een dergelijke extra ladingopslag bij de bovenstaande analyse van het gedrag in het verzadigingsgebied bij benadering in rekening worden gebracht door eenvoudig de bijbehorende, op de bovenbeschreven wijze bepaalde waarde van τ_S te gebruiken.

9.5. DE INVLOED VAN DE LADINGOPSLAG IN DE RUIMTELADINGSLAGEN

Elke verandering in de junctiespanning (u_{EB} of u_{CB}) gaat gepaard met een verandering in de ladingopslag van de betreffende junctie. Bij tegenvoorspanning op de junctie wordt de ruimteladingslaag dunner gemaakt, waardoor ook de hoeveelheid lading erin terugloopt. Neem de delen van de ruimteladingslagen in de basis van een pnp-transistor: bij doorlaatvoorspanning over de junctie moet een aantal elektronen (meerderheidsdragers) de basis binnenstromen om een deel van de ruimtelading van de junctie te neutraliseren, waardoor de ruimteladingslaag dunner wordt. Deze elektronen vloeien in de vorm van basislaadstroom toe. Bij doorlaatvoorspanning over beide juncties, zoals in het verzadigingsgebied, bestaat de totale lading aan meerderheidsdragers die de basis ontvangt $(-q_{BT})$ uit vier componenten, te weten:

$$(-q_{BT}) = -(q_F + q_{UE} + q_R + q_{UC}) \tag{9.39}$$

zoals in fig. 9.10 in beeld is gebracht, waarin $(-q_{UE})$ en $(-q_{UC})$ de ladingen zijn die de ruimteladingslagen bij het dunner worden moeten ontvangen. Merk op dat alle ladingcomponenten worden gemeten ten opzichte van de evenwichtstoestand, en nul worden als de aangelegde junctiespanning nul is.

Bij het omschakelen geldt nu in het algemeen voor de basisstroom:

$$i_B = -\left[\frac{q_F}{\tau_{BF}} + \frac{q_R}{\tau_{BR}} + \frac{d}{dt}(q_F + q_{UE} + q_R + q_{UC})\right] \tag{9.40}$$

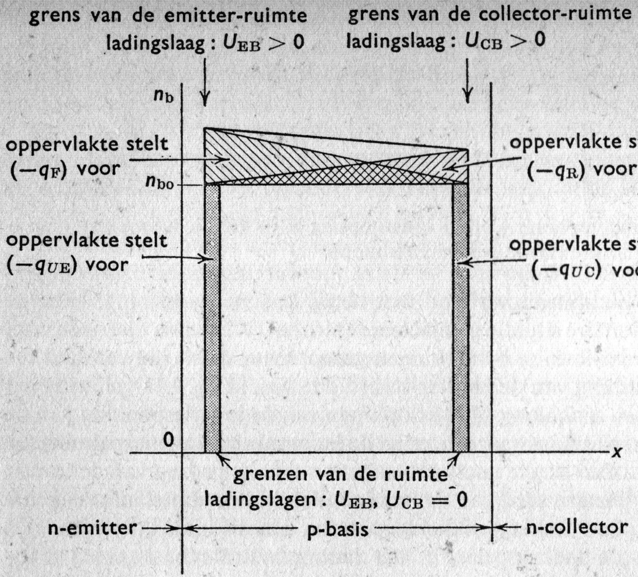


Fig. 9.10. Definitie van de componenten van de totale ladingopslag aan meerderheidsdragers in het basisgebied; n_{bo} is de meerderheidsconcentratie in de evenwichtstoestand.

Het ladingcomponentenpaar q_F en q_{UE} of q_R en q_{UC} dat bij één junctie hoort, heeft altijd eenzelfde teken: positief voor doorlaat- en negatief voor tegenvoorspanning.

In de *afsnijtoestand*, waarbij over beide juncties een tegenvoorspanning staat, zijn de ladingen q_{UE} en q_{UC} in de ruimteladingslaag negatief en veel groter dan de overeenkomstige ladingen q_F en q_R die aan het ladingsneutrale basisgebied worden toegevoerd; deze laatste mogen zodoende worden verwaarloosd. In het actieve werkgebied zijn q_{UE}, en q_F en q_{UC} belangrijk, maar q_R uitermate klein; de beide eerste componenten zijn positief, terwijl q_{UC} negatief is. In het verzadigingsgebied zijn alle componenten significant, en uiteraard positief.

Let er op dat bij de omschakeling van de transistor uit de afsnijtoestand via het actieve gebied naar de verzadigingstoestand alle ladingcomponenten een uitslag in positieve zin vertonen. Zo wordt met name de lading in de collector-ruimteladingslaag bij het oversteken van het actieve gebied minder negatief omdat de tegenvoorspanning over de collectorjunctie wordt verlaagd, totdat deze lading nul wordt op het punt dat de transistor de grens van het verzadigingsgebied bereikt.

De ladingen q_F en q_R die in het neutrale basisgebied worden geïnjecteerd, vertonen een lineair verband met de klemstromen ten gevolge van deze ladingen. Voor de ladingen in de ruimteladingslagen, q_{UE} en q_{UC}, zijn de betrekkingen minder eenvoudig,

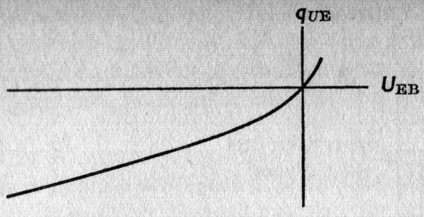


Fig. 9.11. Invloed van de junctiespanning op de ladingopslag in de ruimteladingslaag (van de emitter-basisjunctie), ten opzichte van de evenwichtssituatie.

want deze vertonen een niet-lineair verband met hetzij de junctiespanning, hetzij de door de junctie in de stationaire situatie geïnjecteerde stroom. We zullen hier geen complete afleiding van deze niet-lineaire betrekkingen geven, maar wel is het verband tussen q_{UE} en de junctiespanning van de emitter-basisdiode u_{EB} in fig. 9.11 geïllustreerd; de invloed van u_{CB} op q_{UC} is analoog. Bij het oplopen van de junctiespanning van negatieve tot positieve voorspanningswaarden krijgt de ladingopslag/junctiespanningslijn een steeds steiler verloop. Een exacte analyse van het omschakelgedrag van de transistor, waarbij ook de niet-lineaire aard van de ladingopslag in de ruimteladingslagen in rekening wordt gebracht, zou veel ingewikkelder worden dan die in de voorgaande paragrafen, waarin alleen de ladingopslag in het ladingsneutrale basisgebied is beschouwd.

We kunnen de analyse wel betrekkelijk eenvoudig houden, zij het enigszins ten koste van de nauwkeurigheid, door de betrekkingen tussen q_{UE} en q_{UC} met de *klemstromen* van de transistor lineair te maken. Hierbij moeten we de totale ladingen die de basis ontvangt tijdens de volledige omschakeling (dat wil zeggen tussen de stationaire begin- en eindtoestanden) in verband brengen met de klemstromen, en wel op dezelfde wijze als eerder voor q_F en q_R alleen is gedaan. Met andere woorden, de ladingopslag-eigenschappen van de transistor moeten voorgesteld worden door betrekkingen die per gebied apart genomen lineair zijn. Binnen een gegeven werkgebied, bijvoorbeeld het actieve gebied, gebruiken we dan een lineaire analyse, precies als hierboven, in termen van parameters die gedefinieerd worden in de 'eindpunten' van het gebied. We weten dan dat de zo gelineariseerde betrekkingen alleen volkomen juist zijn voor de stationaire situatie bij die *eindpunten* van het betreffende werkgebied, maar *nemen aan* dat ze een behoorlijke benadering geven van het omschakelgedrag bij het doorlopen van dit gebied.

Zoals bij alle benaderende methoden om een fysische situatie te analyseren wordt het vertrouwen in de benadering bepaald door het succes waarmee het praktische gedrag (dat de transistor bij het omschakelen vertoont) analytisch voorspeld kan worden. De op deze wijze verkregen gelineariseerde analyse heeft zeker het voordeel van een grote eenvoud, al staat daarnaast wel vast dat de golfvormen die men aan de hand ervan afleidt niet helemaal correct zijn, omdat ze geen rekening houden met het niet-lineaire

karakter van de ladingopslag in de ruimteladingslagen. De discrepantie blijkt in de praktijk echter gering te zijn, tenzij de componenten van de ladingopslag in de ruimteladingslagen een aanzienlijk deel van de totaalstroom uitmaken. De eindpunten van het voorspelde omschakelgedrag worden uiteraard per definitie volkomen juist voorspeld.

In de praktijk blijkt de (gebiedsgewijs) gelineariseerde analyse zodoende een nuttig hulpmiddel, dat een goede voorspelling levert bij zeer uiteenlopende transistortypen en schakelsituaties. Het succes ervan wordt bepaald door de juiste keuze of meetmethode van de betreffende ladingopslagparameters voor de gegeven transistor in de beoogde schakelsituatie; deze keuze is op zichzelf niet moeilijk als het omschakelgedrag tussen vaste eindpunten verloopt, zoals bij de in par. 9.4 behandelde omschakelsituatie, waarbij de eindpunten werden geleverd door de basis- en collectorstromen, die op hun beurt door de schakeling werden bepaald.

De nieuwe, gelineariseerde parameters onderscheiden zich van de voorgaande door het gebruik van T_{F}, T_{BF}, T_{R} en T_{BR} in plaats van de overeenkomstige τ_{F}, τ_{BF}, τ_{R} en τ_{BR} in de fundamentele ladingopslagvergelijkingen, (9.8). Vanwege de extra ladingen die aan de ruimteladingslagen worden toegevoerd, geldt $T_{\mathrm{F}} > \tau_{\mathrm{F}}$ en $T_{\mathrm{BF}} > \tau_{\mathrm{BF}}$, terwijl de omkeerparameters een overeenkomstig onderscheid vertonen. Het ligt voor de hand dat een willekeurige meting van de ladingopslagparameters van een echte transistor als een verhouding van de toegevoerde basislading en de zo verkregen stroom, deze 'totale' parameters, T_{BF} en T_{F} levert, en niet die welke in de voorgaande paragrafen zijn behandeld. Bij de meting van de ladingopslagparameters voor het verzadigingsgebied, op de wijze van par. 9.4.5, spelen eveneens ladingveranderingen binnen de ruimteladingslagen een zekere rol, maar doorgaans bedragen deze slechts een klein deel van het totaal; strikt genomen echter zouden we ook deze parameter door een T_{S} moeten voorstellen om aan te geven dat een zekere lineaire benadering van de ware betrekkingen is toegepast.

9.6. INSCHAKEL-VERTRAGINGSTIJD

Er doet zich één bepaalde situatie voor waarbij de bovenstaande 'gelineariseerde' benadering tekort schiet bij de verklaring van de in de praktijk optredende verschijnselen. In praktische schakelingen stelt men de transistor dikwijls zo in dat er in de afsnijtoestand een zekere tegenvoorspanning over de emitter-basisjunctie staat. Zowel q_{UE} als q_{UC} zijn dan negatief. Voert men nu een basisstuurstroom toe, dan kan de transistor niet naar het actieve gebied overgaan vóórdat de stijging van de junctiespanning u_{EB} van de negatieve beginwaarde tot nul de waarde van q_{UE} tot nul heeft gereduceerd. Is de schakeltransistor in de gemeenschappelijke-emitterconfiguratie aangesloten (zie fig. 9.2), dan daalt de spanning u_{BE} (bij het oplopen van u_{EB} tot nul) van een positieve beginwaarde tot nul, als gevolg waarvan de spanning van de collector-basisjunctie u_{CB} een gelijke *positieve* toeneming vertoont (afneming van de tegenvoorspanning). Terwijl de transis-

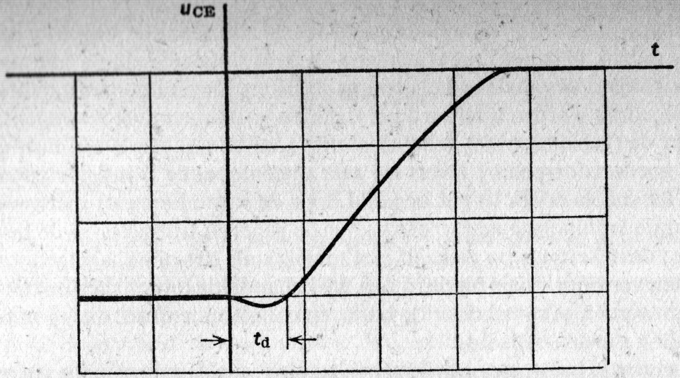


Fig. 9.12. Illustratie van de inschakelvertraging voor het geval van een pnp-transistor.

tor naar de grens van het actieve gebied met $u_{EB} = 0$ gaat, moet q_{VE} dus tot nul dalen, waarbij ook de negatieve waarde van q_{VC} enigszins verlaagd moet worden. Vóórdat q_F of i_C echter van hun nulwaarden kunnen gaan stijgen verloopt eerst een *inschakel-vertragingstijd* t_d, de tijd die de basisstuurstroom nodig heeft om de vereiste ladingen aan de ruimteladingslagen toe te voeren. De lading aan meerderheidsdragers die in de tijd t_d wordt aangevoerd kunnen we schrijven als:

$$-\triangle q_V = q_{VE} - \triangle q_{VC}$$

en als de basisstuurstroom I_{B1} is geldt zodoende:

$$t \approx -\triangle q_V / I_{B1} \tag{9.41}$$

Bij deze schatting van de inschakel-vertragingstijd is aangenomen dat de collectorstroom die doorgaat tijdens de ladingverandering van de collector-ruimteladingslaag doorgaat, een verwaarloosbaar verloop van de collectorspanning veroorzaakt.

Fig. 9.12 geeft een beeld van het typische collectorspanningsverloop dat een transistor onder deze omstandigheden vertoont. De collectorstroom geeft aanvankelijk een uitslag te zien welke tegengesteld is aan die bij het oversteken van het actieve gebied, en wel ten gevolge van een oplaadstroom naar de collector-ruimteladingslaag toe (hetgeen voor een pnp-transistor een beginstroom *naar* de collector *toe* inhoudt). In het afgebeelde geval vertoont de emitter-basisjunctie aanvankelijk een tegenvoorspanning van 1 V, terwijl de collectorvoedingsspanning (u_{CE} in de begintoestand) -6 V is.

De inschakel-vertragingstijd neemt toe als er een aanmerkelijke strooi- of schakelingscapaciteit aanwezig is tussen de basis-emitterklemmen van de transistor. Een dergelijke ingangscapaciteit (C_{in}) moet namelijk opgeladen worden terwijl de aanvankelijke tegenvoorspanning van de emitter-basisjunctie tot nul wordt verlaagd. De lading die hiervoor nodig is bedraagt $[-u_{BE}(0)C_{in}]$, waarin $u_{BE}(0)$ de positieve beginwaarde van u_{BE} is. De inschakel-vertragingstijd wordt dan verlengd tot:

$$t_d = \frac{-q_U - u_{BE}(0)C_{in}}{I_{B1}} \tag{9.42}$$

Het is mogelijk om een verband op te stellen tussen de lading $\triangle q_U$ en de differentiële capaciteiten van de emitter- en collectorjuncties C_{JE} en C_{JC}, maar dit zou voor ons doel te ver voeren.

Dit alles houdt in dat de 'per gebied lineaire benadering' van de ladingopslag in de transistor bij het omschakelgedrag tussen afsnijgebied en de drempel van het verzadigingsgebied nu in twee delen is gesplitst. Het eerste deel, dat betrekking heeft op de inschakel-vertragingstijd, omvat de overgang tussen de aanvankelijke afsnijtoestand tot het punt dat $u_{BE} = 0$, terwijl het tweede deel de rest van de omschakeling omvat, dus het doorlopen van het actieve gebied tot het ogenblik dat $u_{CB} = 0$ (hetgeen in een echt schakelcircuit neerkomt op het moment dat $u_{CE} \approx 0$).

9.7. DE BASISSTUURSTROOM BIJ SNELLE OMSCHAKELINGEN

In de praktijk past men dikwijls een omschakeling door middel van stapvormige veranderingen van de basisstuurstroom toe. Het gebruik van een grote inschakel-overstuurfactor resulteert in een korte stijgtijd bij de overgang van het afsnij- naar het verzadigingsgebied. Tegelijkertijd echter brengen grote inschakel-basisstromen voor het basisgebied een aanzienlijke overmaat ladingopslag in de verzadigingstoestand met zich mee, hetgeen gepaard gaat met overeenkomstig grote vertragingstijden bij het terugschakelen van de transistor naar de afsnijtoestand, tenzij men ook een grote uitschakeloverstuurfactor toepast.

We hebben gezien dat de combinatie van een stapvormige basisstroomimpuls en basislading tot een zeer snelle toestandsverandering leidt. Als de sturende bron een voldoende lage impedantie heeft om een goede benadering te vormen van de bij fig. 9.5 ter sprake gekomen voorwaarden, kan men een doorlopen van het actieve gebied bereiken in een tijd van de orde van T_F. (We gebruiken in de paragraaf steeds de T-parameters, die de *totale* ladingopslagen in het basisgebied voorstellen. De overwegingen ten aanzien van de inschakel-vertragingstijd in de voorgaande paragraaf blijven buiten beschouwing, maar moeten als een superpositie van de onderhavige effecten worden opgevat.) We kunnen een goede benadering van de stapvormige collectorstroomverandering tussen nul en de door de schakeling bepaalde waarde I_C, door via C een lading van tenminste $I_C T_F$ toe te voeren, waarin $I_C = -U_{CC}/R_C$ (aannemende dat de transistor zich aanvankelijk in het afsnijgebied bevindt). Om de transistor terug te schakelen naar de *uit*-toestand zonder dat daarbij een opslagvertragingstijd van betekenis optreedt, moet C dan een meerderheidsdragerslading van tenminste $i_{BS}\ T_S$ onttrekken, waarin i_{BS} de overmaat basisstroom in de verzadigingstoestand is.

In praktische schakelingen gebruikt men zeer vaak een condensator op de wijze van

fig. 9.5 om een dergelijke snelle omschakeling te bereiken, men noemt dit element dan een *versnellingscondensator*. In de regel is dan echter de impedantie van de sturende bron niet laag genoeg om echte stapvormige veranderingen van de lading te bereiken, zodat de stroomdoorgang door de basisstuurcondensator door deze bronimpedantie wordt beperkt. Men kan zo niettemin een aanzienlijke verbetering van de schakelsnelheid bereiken, vergeleken met de situatie dat alleen een stapvormige basisstroomimpuls wordt toegevoerd.

Om een idee te krijgen van de beperkingen die de bronimpedantie voor de stuurkring inhoudt en tevens van de responsieverbetering ten gevolge van de versnellingscondensator, zullen we het schakelcircuit van fig. 9.13 beschouwen voor het geval van een inschakelstuurimpuls. We nemen hierbij aan dat de bronspanning een negatieve stapvormige verandering ($-\triangle U$) vanuit de nulwaarde te zien geeft, waarbij $\triangle U$ veel groter is dan de verandering van de basisspanning u_{BE} tussen de aanvankelijke afsnij- en de uiteindelijke verzadigingstoestand. Bij het aanleggen van de basisstuurimpuls wordt de basisstroom aanvankelijk $-\triangle U/R_S$, om dan exponentieel terug te lopen naar de waarde $-\triangle U/(R_S + R_B)$, op de wijze van fig. 9.13. Als we het effect van u_{BE} verwaarlozen levert dit:

$$\left.\begin{aligned} & i_B = I_{B1} + (I_{BO} - I_{B1})\exp(-t/CR') \\ & \text{waarin} \\ & I_{BO} = -\triangle U/R_S \\ & I_{B1} = -\triangle U/(R_S + R_B) \end{aligned}\right\} \qquad (9.43)$$

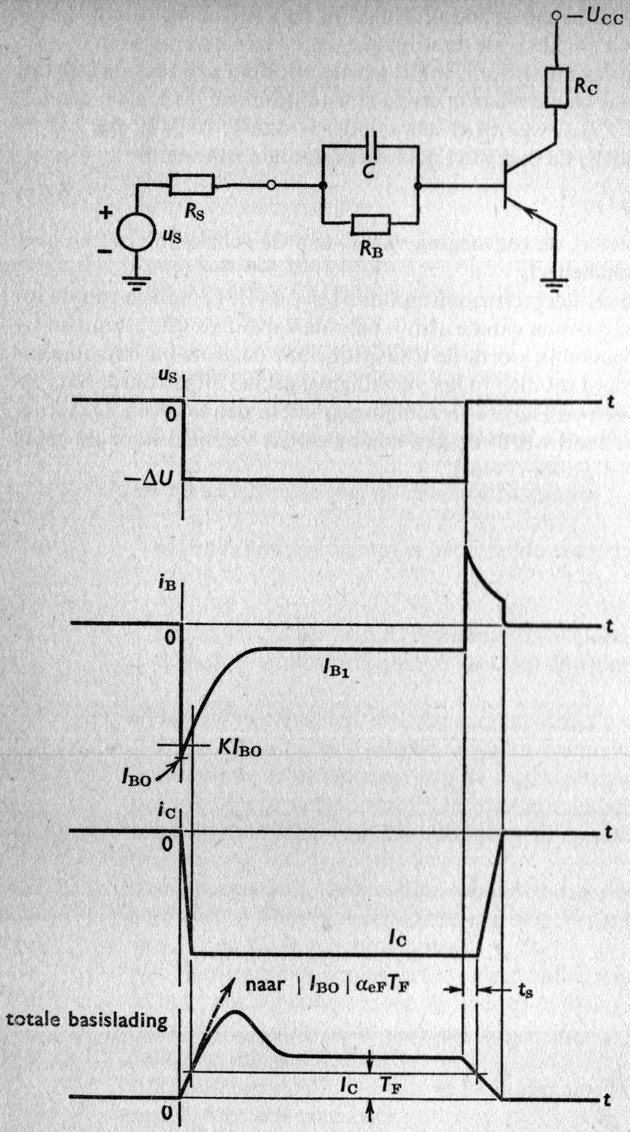
en

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R_S} + \frac{1}{R_B} \approx \frac{1}{R_S} \qquad (9.44)$$

als $R_S \ll R_B$.

Tijdens het oversteken van het actieve gebied vertoont de responsie van de ladingopslag in de basis en de collectorstroom ten gevolge van deze basisstroomimpuls twee exponentiële componenten: één component heeft een tijdconstante CR' (de tijdconstante van de basisstuurkring), de andere een tijdconstante T_{BF}. Het is gemakkelijk in te zien dat de responsie door het opnemen van het element C in de basiskring sneller wordt; als $R_B \gg R_S$ kan deze verbetering aanzienlijk zijn. Een alternatieve mogelijkheid is om een bepaalde waarde van de stijgtijd te bereiken met een kleinere waarde van de inschakel-basisstroom I_{B1} dan zonder C, zodat de overmaat ladingopslag in de verzadigingstoestand (en daarmee de vertragingstijd t_s bij het uitschakelen) wordt verlaagd.

Fig. 9.13. Responsie van een getransistoriseerde schakelaar als er een versnellingscondensator in de basisstuurkring is opgenomen, bij bekrachtiging door een bron met eindige interne weerstand.



−U_{CC}
R_C
C
R_S
R_B
+
−
u_S
u_S
0
−ΔU
t
i_B
0
t
I_{B1}
KI_{BO}
I_{BO}
i_C
0
t
I_C
naar | I_{BO} | $\alpha_{eF} T_F$
t_s
totale basislading
I_C T_F
0
t

We kunnen een eenvoudige benaderende uitdrukking voor de collectorstroomresponsie tijdens het inschakelen afleiden, als de stijgtijd t_r zeer klein is vergeleken met de tijdconstante CR' van de basisstuurstroom. In dit geval verloopt i_B tijdens de stijgtijd slechts in geringe mate, zodat we de waarde ervan constant mogen stellen op een geschikte gemiddelde grootte KI_{BO}, waarin K iets minder is dan 1, zoals in fig. 9.13 te zien is. In dat geval geldt tijdens de overgang naar de verzadigingstoestand

$$i_C \approx \alpha_{eF} K I_{BO}\{1 - \exp(-t/T_{BF})\} \tag{9.45}$$

Als $|KI_{BO}| \gg |I_{B1}|$, resulteert de toevoeging van C aan de schakeling in een zeer grote bekorting van de inschakeltijd.

In fig. 9.13 is verder nog de collectorstroomresponsie (en ook de responsie van de totale basislading) bij het omschakelen van de afsnij- naar de verzadigingstoestand en terug in beeld gebracht. Aanvankelijk wordt de transistor door de grote basisstroomimpuls die via C wordt toegevoerd tot diep in het verzadigingsgebied uitgestuurd, om vervolgens een 'relaxatie' naar een veel lagere verzadigingsgraad te zien te geven. De terugschakeling naar de afsnijtoestand wordt op een analoge wijze versneld door de grote uitschakel-overstuurstroom die door C vloeit.

A	junctie-oppervlak, oppervlak van een junctiedoorsnede
A	versterking
A_o	midfrequentversterking, versterking in het midden van een (smalle) frequentieband
A_p	vermogensversterking
a	transformatieverhouding
B	basis van een transistor
b	straal van de admittantiecirkel
b	basis van een transistor
C	collector van een transistor
C	capaciteit
C_b	basisoplaadcapaciteit, extra capaciteit van de basis ten gevolge van de diktemodulatie van de ruimteladingslagen, dq_{BF}/dU_{EB}
C_d	collectordiffusiecapaciteit, extra capaciteit van de collector ten gevolge van de diktemodulatie van de ruimteladingslagen
C_{bc}, C_{be}, C_{ce}	extrinsieke capaciteiten in het hybride-π-model
C_{fe}, C_{ie}, C_{oe}, C_{re}	capacitieve delen van de **y**-parameters. Voorzien van een accent geven ze de *helling* van het imaginaire deel van de **y**-parameter aan
C_j	differentiële capaciteit van een ruimteladingslaag (van een junctie)
C_{jc}	differentiële capaciteit van de collector-ruimteladingslaag (in voorkomend geval minus de component van de overlapdiode)
C_{je}	differentiële capaciteit van de emitter-ruimteladingslaag
C_{ob}	uitgangscapaciteit van de transistor in gemeenschapelijke-basisaansluiting
C_{sc}	overlapcapaciteit, differentiële capaciteit van de overlapdiode
C_t	equivalente Thévenin-capaciteit die *voor resistieve belastingen* de invloed van C_π en C_μ in rekening brengt
C_U	niet-lineaire ladingopslag in een ruimteladingslaag
C_μ	terugkoppelcapaciteit in het hybride-π-model ($C_{jc} + C_d$)
C_π	capaciteit in het hybride-π-model ($C_b + C_{je}$)
c	collector van een transistor
D	diffusiestroomcoëfficiënt van de ladingdragers (zie opm. 1)
E	emitter van een transistor
E	elektrische veldsterkte

E_o	elektrische veldsterkte bij het metallurgische contactvlak van een pn-junctie
e	elektronlading, elementaire lading ($1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C)
e	grondtal van de natuurlijke logaritmen
e	emitter van een transistor
f_T	de frequentie waarvoor $\mid \alpha_e \mid = 1$
f_{α_e}	-3dB-frequentie, afsnijfrequentie, de frequentie waarvoor $\alpha_e = 1/\sqrt{2}\alpha_{eo} = 0{,}707\ \alpha_{eo}$
f_T	de frequentie waarvoor de differentiële component die voor de overmaat ladingopslag in de basis nodig is, gelijk is aan de differentiële collectorstroom
G, g	geleidbaarheid, conductantie, differentiële geleidbaarheid
g_{fe}, g_{ie}, g_{oe}, g_{re}	conductieve delen van de **y**-parameters
g_m	steilheid, differentiële steilheid van een junctietransistor ($-\mathrm{d}I_{CF}/\mathrm{d}U_{EB}$)
g_o	uitgangsgeleidbaarheid in het hybride-π-model (in verband met basisdiktemodulatie)
g_μ	terugkoppelgeleidbaarheid in het hybride-π-model (in verband met basisdiktemodulatie)
g_π	geleidbaarheid in het hybride-π-model die de grotere recombinatie bij overmaat ladingopslag verdisconteert ($g_\pi = -\mathrm{d}I_{BF}/\mathrm{d}U_{EB}$)
H_C, H_c	combinantie, de combinantieparameter zoals die in 'geconcentreerde' (lumped) modellen wordt gebruikt
H_D	diffusantie, de diffusantieparameter zoals die in 'geconcentreerde' (lumped) modellen wordt gebruikt
	h-parameters:
h_i	kortsluitingangsimpedantie
h_f	kortsluitstroomversterking(sfactor) in de voorwaartsrichting
h_o	uitgangsadmittantie bij open ingangskring
h_r	spanningsreactiefactor bij open ingangskring
	Een tweede index duidt de transistorconfiguratie aan: b voor gemeenschappelijke-basis-, c voor gemeenschappelijke-collector- en e voor gemeenschappelijke-emitter-configuratie
I, i	stroomsterkte, elektrische stroom (zie opm. 2)
I_{CBO}	de verzadigingsstroom van de collectorjunctie met niet-aangesloten emitter
I_{CS}	kortsluitverzadigingsstroom van de collectorjunctie, dat wil zeggen de verzadigingsstroom wanneer de emitter kortgesloten is met de basis
I_{Ci}	de stroomcoördinaat waar alle uitgangskarakteristieken bij de gemeenschappelijke-emitterschakeling elkaar snijden
I_{EBO}	de verzadigingsstroom van de emitterjunctie met niet-aangesloten collector

I_{ES}	kortsluitverzadigingsstroom van de emitterjunctie, dat wil zeggen de verzadigingsstroom wanneer de collector kortgesloten is met de basis
I_{BF}, i_{BF}	basisstroomcomponent in de voorwaartsrichting
I_{BR}, i_{BR}	basisstroomcomponent in de omkeerrichting
I_{CF}, i_{CF}	collectorstroomcomponent in de voorwaartsrichting
I_{CR}, i_{CR}	collectorstroomcomponent in de omkeerrichting
I_f	stroom in de doorlaatrichting van een junctiediode
I_r	stroom in de tegenrichting van een junctiediode
I_s	verzadigingsstroom van een geidealiseerde junctiediode
J	(elektrische) stroomdichtheid. De indices p en n duiden gaten- respectievelijk elektronenstroomdichtheid aan
k	constante van Boltzmann ($1{,}38 \cdot 10^{-23}$ J · °K^{-1})
L	inductantie
L	diffusielengte van de ladingdragers (zie opm. 1)
L_k	karakteristieke lengte van de exponentiële doopstoffenverdeling in een transistor met geleidelijke basisdoping (drifttransistor)
L_D	extrinsieke Debije-lengte
L_{Di}	intrinsieke Debije-lengte
l	dikte, totale dikte van de uitputtingslaag bij een junctie
l_n	dikte van het deel van de uitputtingslaag dat in het n-materiaal ligt
l_p	dikte van het deel van de uitputtingslaag dat in het p-materiaal ligt
M	vermenigvuldigingsfactor van de lawinestroom
M_j	voor berekeningen met grote signalen gebruikte vermenigvuldigingsfactor van de junctiecapaciteit
m	uitschakel-overstuurfactor (in schakelcircuits)
m	misaanpassingsfactor (in afgestemde versterkers)
N	netto-doopstoffenconcentratie, dat wil zeggen donorconcentratie minus acceptorconcentratie
N_A	acceptorconcentratie aan de p-kant van een abrupte junctie
N_D	donorconcentratie aan de n-kant van een abrupte junctie
N_a	acceptorconcentratie
N_d	donorconcentratie
n	inschakel-overstuurfactor (in schakelcircuits)
n	elektronenconcentratie (zie opm. 3)
n'	overmaat elektronenconcentratie (zie opm. 3)
n_i, $n_i(T)$	intrinsieke dragersconcentratie
P	vermogen
P_c	complexe amplitude van de overmaat gatenconcentratie
p	gatenconcentratie
p'	overmaat gatenconcentratie (zie opm. 3)
q_B, q_b	totale ladingopslag aan overmaat minderheidsdragers in de basis

q_{BO}	ladingopslag in de basis op de grens van het verzadigingsgebied
q_F	voorwaartscomponent van q_B
q_R	omkeercomponent van q_B
q_S	extra verzadigingslading in de basis
q_{UC}	lading in de collector-ruimteladingslaag, gemeten ten opzichte van de lading bij $U_{CB} = 0$
q_{UE}	lading in de emitter-ruimteladingslaag, gemeten ten opzichte van de lading bij $U_{EB} = 0$
q_n	totale overmaat ladingopslag aan elektronen
q_p	totale overmaat ladingopslag aan gaten
q_j	lading in één van beide helften van de dipoollaag van een junctie
R, r	weerstand
R_B	basisweerstand voor grote gelijkstroomsignalen
r_b	differentiële basisweerstand bij lage frequenties
r_e	emitterweerstand in het T-model (gemeenschappelijke-basisconfiguratie)
r_o	uitgangsweerstand in het hybride-π-model (r_{ce})
r_x	basisweerstand in het hybride-π-model ($r_{bb'}$)
r_μ	terugkoppelweerstand in het hybride-π-model ($r_{b'c}$)
r_π	weerstand in het hybride-π-model ($r_{b'e} = 1/g_\pi$)
S	storantie, storantieparameter zoals die in 'geconcentreerde' (lumped) modellen wordt gebruikt
s	complexe frequentievariabele (jω)
T	temperatuur in °K, absolute temperatuur
T_{BF}, T_{BR}, T_R, T_S	totale ladingopslagparameters. Komen overeen met analoge ladingopslagparameters $\tau_{..}$, met dit verschil dat de $T_{..}$-parameters rekening houden met de verandering van de ladingopslag in de ruimteladingslagen (via een gelineariseerde benadering)
t_d	vertragingstijd, inschakel-vertragingstijd
t_f	afvaltijd, 10%-90%-afvaltijd
t_r	stijgtijd, 10%-90%-stijgtijd
t_s	opslagvertragingstijd, vertragingstijd van een junctiediode ten gevolge van overmaat ladingopslag
U, u	spanning, potentiaal, spanningsverschil tussen twee punten (zie opm. 2)
U_{CC}	batterijspanning
U_a	lawinedoorbraakspanning
U_{CEi}	spanningscoördinaat waar alle uitgangskarakteristieken elkaar snijden (gemeenschappelijke-emitterconfiguratie)
U_{BC}(T), U_{BE}(T)	– temperatuurafhankelijke spanningsbronnen
v_{sr}	oppervlakterecombinatiesnelheid
w	dikte, dikte van het neutrale basisgebied van een transistor of van een diode met één dunne 'zijde'

x	longitudinale plaatscoördinaat (dat wil zeggen gemeten loodrecht op de juncties) in het eendimensionale model
Y, y	admittantie
y	transversale coördinaat (dat wil zeggen evenwijdig aan de juncties gemeten) in het actieve basisgebied van een transistor
$\mathbf{y}_f$, $\mathbf{y}_i$, $\mathbf{y}_o$, $\mathbf{y}_r$	y-parameters. Een tweede index duidt de transistorconfiguratie aan: b voor gemeenschappelijke-basis-, c voor gemeenschappelijke-collector- en e voor gemeenschappelijke-emitterconfiguratie
Z, z	impedantie
α_b	stroomversterking, differentiële stroomversterkingsfactor bij gemeenschappelijke-basisschakeling
α_{bF}	stroomversterking voor grote signalen in de voorwaartsrichting (gemeenschappelijke-basisconfiguratie)
α_{bR}	idem in de omkeerrichting
α_e	stroomversterking, differentiële stroomversterkingsfactor bij gemeenschappelijke-emitterconfiguratie
α_{eF}	stroomversterking voor grote signalen in de voorwaartsrichting (gemeenschappelijke-emitterconfiguratie)
α_{eR}	idem in de omkeerrichting
α_{bo}	laagfrequentwaarde van α_b
α_{eo}	laagfrequentwaarde van α_e
γ	gateninjectierendement van een junctie
$\triangle$	(vóór een variabele) geeft een geringe verandering aan
δ	recombinatie in een transistorbasis, verlies aan emitterrendement
δ_b	verlies aan recombinatie in een transistorbasis
ε	absolute permittiviteit
η	modulatiefactor
Λ	complexe diffusielengte (zie opm. 1)
ϱ	ladingsdichtheid (van de ruimtelading)
τ	levensduur van overmaat ladingdragers (zie opm. 1)
τ_{BF}	effectieve levensduur in het basisgebied bij injectie in de voorwaartsrichting
τ_{BR}	effectieve levensduur in het basisgebied bij injectie in de omkeerrichting
τ_R	parameter die de ladingopslag bij injectie in de omkeerrichting bepaalt
τ_F	parameter die de ladingopslag bij injectie in de voorwaartsrichting bepaalt $(= -q_{BF}/I_{CF})$
Ψ	elektrostatische potentiaal
Ψ_o	contactpotentiaal, 'ingebouwde' potentiaal, elektrostatische potentiaal van een junctie in de evenwichtssituatie
ω	hoekfrequentie

ω_o	midfrequentie, frequentie in het midden van de doorlaatband
ω'	frequentieafwijking ($\omega' = \omega - \omega_o$)
ω_{ab}	frequentie waarvoor $\omega_{ab} = 1/\sqrt{2}\omega_{bo} = 0,707\ \omega_{bo}$
ω_{ae}	frequentie waarvoor $\omega_{ae} = 1/\sqrt{2}\omega_{eo} = 0,707\ \omega_{eo}$
ω_T	frequentie waarvoor $\mid \alpha_e \mid = 1\ (= g_m/C_\pi + C_\mu)$
ω_τ	hoekfrequentie waarvoor de differentiële component van de basisstroom die nodig is voor het laden van de overmaat ladingopslag in de basis, gelijk is aan de differentiële collectorstroom

OPMERKINGEN

1. Bij diffusiestroomcoëfficiënten, beweeglijkheden, levensduren en diffusielengten worden de indices n en p in verband met *diodes* gebruikt om aan te geven dat de betreffende parameters de dynamische eigenschappen beschrijven van de minderheidselektronen respectievelijk -gaten. In verband met *transistors* geven de indices E, B en C aan dat de betreffende parameters betrekking hebben op de minderheidsdragers in respectievelijk emitter-, basis- en collectorgebied. In de enkele gevallen dat de beweeglijkheid of de diffusiestroomcoëfficiënten van *meerderheids*-dragers bedoeld worden, zijn dubbele indices gebruikt om elke verwarring uit te sluiten.

2. Stromen en spanningen van diode- en transistorelektroden zijn op de volgende wijze aangeduid:
Bij *diodes*:
gelijkstroom- en werkpuntvariabelen: symbolen in hoofdletters;
totale momentele variabelen: symbolen in kleine letters;
differentiële variabelen: $\triangle$ vóór de symbolen in hoofdletters.
Bij *transistors*:
indices geven de elektrode aan waarheen de stroom vloeit, of het tweetal elektroden waartussen het spanningsverschil bestaat;
gelijkstroom- en werkpuntvariabelen: symbolen in hoofdletters met indices in hoofdletters;
totale momentele variabelen: symbolen in kleine letters met indices in hoofdletters
differentiële momentele variabelen: symbolen in kleine letters met indices in kleine letters;
complexe amplitudes van differentiële componenten: symbolen in hoofdletters met indices in kleine letters.

3. Bij de dragerconcentraties worden de halfgeleidergebieden aangegeven door de indices n of p voor een *diode*, of E, B en C voor een *transistor*. Een tweede index o geeft de thermische evenwichtswaarde van de betreffende concentratie aan.

REGISTER

Acceptors 13
actieve gebied 34, 46, 242
afknijpen *(emitter crowding)* 132
afsnijfrequentie, zie: *frequentie, -3dB-*
afsnijgebied 46
amplitudegemoduleerd 195
autotransformator 204

Bandbreedte 201, 207
basis 27
basiscapaciteit 117
basisdiktemodulatie 38, 115, 126
basisdoping, geleidelijke 133
–, uniforme 132
basisstuurstroom 251-254
basisweerstand 110-111, 128, 130, 187

Collector 27
collectorruststroom 37
concentratiegradiënt 15
configuratie *(modelopbouw)* 12
contactpotentiaal 19

Diffusie 14
diffusiestroomcoëfficiënt 15, 130
diktemodulatie 122, 123
diodekarakteristieken 24, 25
diodemodel, ideale 43, 55-57
diodesymbool 17
dipoollaag 19
donors 14
doordringing *(punch-thorough)* 128, 137
doorlaatrichting 29
doorlaatvoorspanning 21
drift 14
driftsnelheid 14

Ebers-Moll-model 30, 43-55, 58-77
Ebers-Moll-parameters 53-55
Ebers-Moll-vergelijkingen 43
eigenfrequentie, dominante 175, 181, 183, 184
eigenfrequenties 173-175
emitter 27
emittercrowding, zie: *afknijpen*
emittershuntcondensator 168

Flipflop, zie *multivibrator, bistabiel*
frequentie, -3dB- *(afsnijfrequentie)* 97, 175
frequentiegebieden 78-80
frequentiegemoduleerd 195
frequentiekarakteristiek 162-185

Geleidingselektronen 13
gemeenschappelijke-basisconfiguratie 186-190
gemeenschappelijke-collectorconfiguratie 190-194
gemeenschappelijke-emitterconfiguratie 189, 190

Hoogfrequentmodellen 84-86, 88
hoogfrequentresponsie 180-185
hoogfrequentstroomversterking 121, 122
houdspanning 135, 140
hybride-π-model 42, 78, 186, 197
hybride-π-model-parameters 42, 88-112

Ideale-diodemodel 43, 55-57
impedantie-overdracht 203-205
indium 13
ingangskringmodel 87
injectie-effecten 15
inschakel-vertragingstijd 249-251
instabiliteit, thermische 144
inverse gebied 46

Junctiecapaciteiten 123-125
junctiediodes 17-27
junctiestructuur 15
junctietransistors *(lagentransistors)* 27-42

Karakteristieken 46-52
koppelcondensator 162, 165
kortsluitingangsimpedantie 92
kortsluitingsadmittantie 92
kortsluitingseffect 134
kortsluitstroomversterking 92, 187
kortsluittransadmittantie 92
kortsluituitgangsadmittantie 92

Laagfrequentmodellen 80-84
laagfrequentversterker 201
ladingaccumulatie, zie: *ladingopslag*
ladingdragers 13-17
ladingopslag *(ladingaccumulatie)* 22
ladingopslagparameter 235
ladingopslagvergelijkingen 33, 229

lagentransistor, zie *junctietransistors*
lawinevermenigvuldiging 113, 135
lekstroom 61
levensduur, effectieve 228

Meerderheidsdrager 13, 28, 228
middenfrequentieversterking 164
middenfrequentmodellen 84-86
midfrequentie 195
minderheidsconcentratie 21, 113
minderheidsdragers 13
misaanpassingsfactor 222
model, differentieel 12
–, klein-signaal 12
–, niet-lineair 12
modelopbouw *(configuratie)* 12
multivibrator, bistabiel *(flip-flop)* 70-73
Neutralisatie 216-219
n-halfgeleider 13

Omkeerrichting 29
omschakelgedrag 230, 231
overdrachtsfunctie 171-173
overlapcapacteit 128, 129
overlapdiode 41, 95, 96
overlapdiode-capaciteit 95
overmaatdragers 15, 22
overstuurfactor 238

Paarvorming 135
parameters, h- 90
parameters, y- 90
p-halfgeleider 13
piek-vermogen 140
potentiaalberg 19
punch-through, zie: *doordringing*

Recombinatie 15, 22, 37, 233, 235
recombinatiesnelheid 16
ruimteladingscapaciteit 26
ruimteladingslagen 122-130

Smalle-bandversterker 195, 197
spanning, hoge 135
spanning, thermische 21
spanningsdoorbraak 113
spanningsreactiefactor 92
spanningsversterking 172, 200
sperrichting 29
stabiliteitsmarge 221, 222
steilheid 37, 117, 133
stroomdichtheid 15
stroomversterking 53, 172, 191, 193
stroomversterkingsfactor 29, 30, 54
stijgtijd 231

Tegenrichting 29
tegenvoorspanning 21, 46
temperatuurafhankelijkheid 73-77
temperatuurcompensatie 159-161
temperatuurinvloeden 130, 131
teruginjectie 134
T-model 187, 188
transistordissipatie 143
transistor, gelegeerde 125
transistormodel, dynamisch gedrag 30-34
–, kleine signalen 36-42
–, stationair gedrag 28-30
transistormodulator 62-67
transistoromkeerschakelaar 68-70
transistorschakelaar 58-62, 226-254
transistorstabiliteit 214, 215
triggerspanning 70
twee-dragers-karakter 15

Uitgangsadmittantie 92
unilateraal 217

Vermogensversterking 219-225
verontreiniging 13, 17, 130
versnellingscondensator 252
versterkers, afgestemde 195-225
vertragingstijd 240, 242
verzadigingsgebied 46, 236
verzadigingstroom 25, 44, 45

voorspanning 19, 20
voorspanningschakelingen 139-161
voorspanningsstabiliteit 152-158
voorwaartsrichting 29

Werkfrequentie, maximale 224, 225
werkpunt, instelling van 140

PRISMA-TECHNICA

Elke dag geeft Het Spectrum nieuwe boeken uit. Boeken op allerlei gebied, op elk niveau, over de meest verschillende onderwerpen.
Kortom: boeken waarvoor u belangstelling hebt. Heel vaak ook boeken die sne uitverkocht raken. Daarom is snelle berichtgeving voor u belangrijk. Deze bericht geving verzorgen wij geheel kosteloos en zonder enige verplichting.
Stuur alleen maar deze kaart op met duidelijk ingevulde (liefst blokletters) naa en adres. U krijgt dan alle informatie uit de eerste hand. U verzamelt teve interessant, geïllustreerd documentatiemateriaal over boeken en schrijvers.

Naam: Heer/Mevr./Mej.* ______________________

Adres: ______________________

Woonplaats: ______________ leeftijd: ______

*doorhalen wat niet van toepassi

Dit boek behandelt de elementaire eigenschappen van de transistor als element in een elektronische schakeling. Hiertoe wordt voor de diverse schakelingen die ter sprake komen steeds een zo adequaat mogelijk model opgesteld. Uitvoerig beschreven worden: het meten van de parameters van de modellen, hoe de parameters veranderen als functie van de temperatuur of van het werkpunt, hoe de juiste voorspanning gegeven kan worden.
Berekeningen aan transistors kunnen al naar gelang de gewenste nauwkeurigheid en het aantal in rekening te brengen bijverschijnselen zeer simplistisch tot buitengewoon ingewikkeld zijn. Het is de schrijvers gelukt hier het juiste midden te vinden.

95000160